

N° d'Ordre : 855

THESE

présentée à la

Faculté des Sciences d'Orsay
Université de Paris - Sud

pour obtenir

Le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Francis HOFFMANN

SUJET de la THESE : Ondes de spin stationnaires dans les couches couplées.

Soutenue le 20 Octobre 1971 devant la commission d'Examen

M. P.G. de GENNES.....Président

MM. R. CASTAING.....
R. VAUTIER.....
A. BLANDIN.....

} Examineurs

ORSAY 1971

N° d'Ordre : 855

THESE

présentée à la

Faculté des Sciences d'Orsay
Université de Paris - Sud

pour obtenir

Le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Francis HOFFMANN

SUJET de la THESE : Ondes de spin stationnaires dans les couches couplées.

Soutenue le 20 Octobre 1971 devant la commission d'Examen

M. P.G. de GENNES.....Président

MM. R. CASTAING.....	} Examineurs
R. VAUTIER.....	
A. BLANDIN.....	

ORSAY 1971



Ce travail a été effectué au Laboratoire de Magnétisme du Centre National de la Recherche Scientifique, sous la direction de Monsieur R. VAUTIER. Je lui exprime ma profonde reconnaissance pour la bienveillance avec laquelle il m'a accueilli dans son Laboratoire et pour l'intérêt avec lequel il a suivi mon travail.

Je remercie vivement Messieurs les Professeurs P.G. de GENNES R. CASTAING et A. BLANDIN qui ont bien voulu s'intéresser à mes travaux et ont accepté de faire partie du Jury.

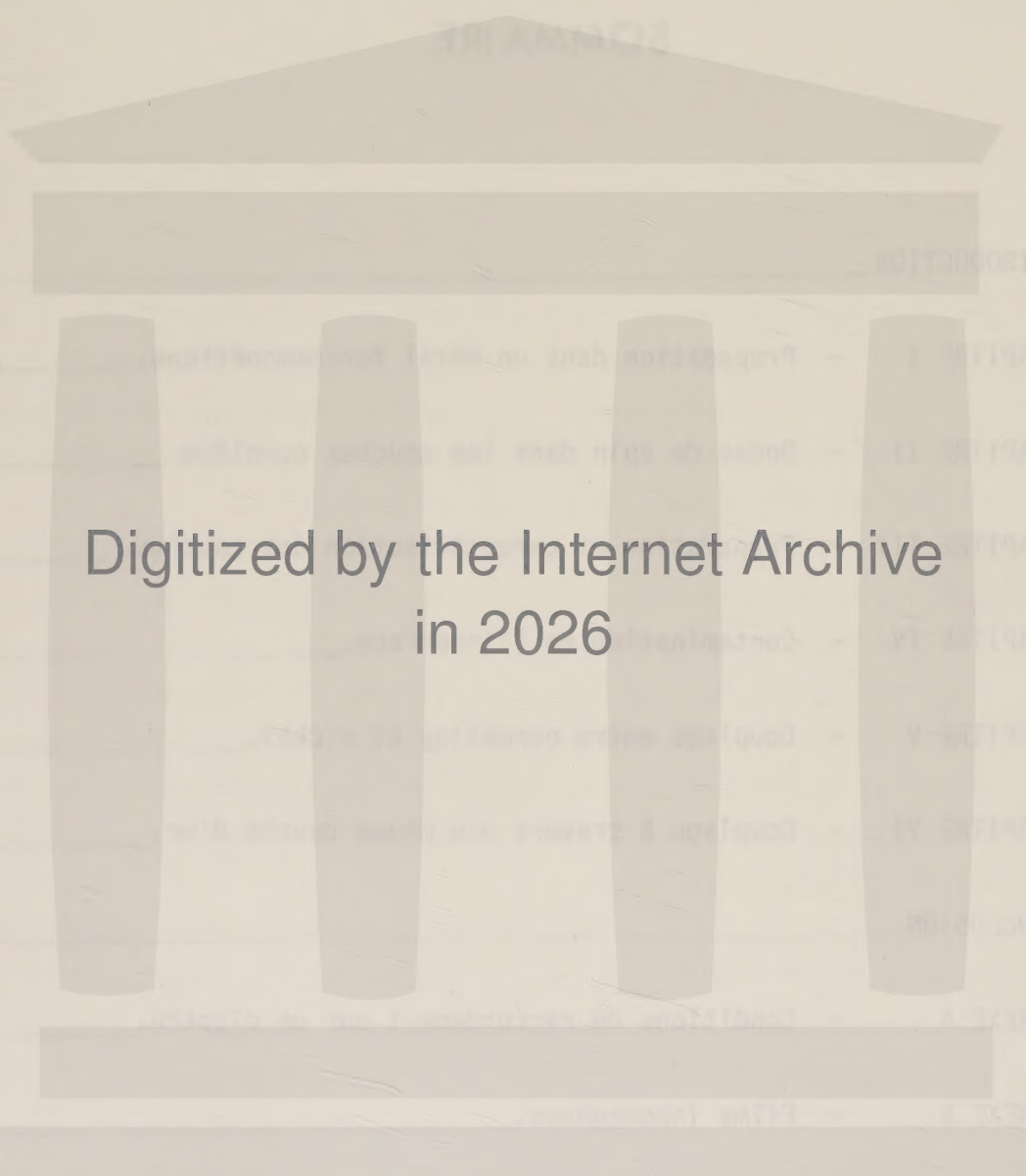
J'exprime toute ma gratitude à H. PASCARD qui a collaboré étroitement à ce travail. Les fructueuses discussions que nous avons eues sur ce sujet m'ont été précieuses. Ma reconnaissance va aussi à C. SELLA et C. QUINTANA pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans l'étude cristallographique des échantillons.

Je remercie les chercheurs de l'équipe Couches Minces Magnétiques, Messieurs A.J. BERTEAUD, L. COURTOIS, A. STANKOFF et G. SURAN pour l'aide amicale et les encouragements qu'ils m'ont apportés.

Que tous mes camarades, chercheurs, techniciens et secrétaires soient vivement remerciés pour leur aide efficace, en particulier Messieurs COURANJOU, GATINEAU, VILLAIN et Madame BERTEAUD.

SOMMAIRE

	Page
INTRODUCTION.....	3
CHAPITRE I - Propagation dans un métal ferromagnétique.....	6
CHAPITRE II - Ondes de spin dans les couches couplées.....	20
CHAPITRE III - Préparation et caractérisation des couches.....	46
CHAPITRE IV - Contamination de l'interface.....	89
CHAPITRE V - Couplage entre permalloy et nickel.....	103
CHAPITRE VI - Couplage à travers une mince couche d'or.....	132
CONCLUSION.....	146
ANNEXE A - Conditions de raccordement sur un dioptré.....	147
ANNEXE B - Films inhomogènes.....	164



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554017_0008

INTRODUCTION

Depuis l'année 1958 où Seavey et Tannenwald ^[1] ont pour la première fois observé des résonances d'ondes de spin stationnaires dans les films minces ferromagnétiques, un nombre considérable de travaux, tant théoriques qu'expérimentaux, ont été publiés sur ce sujet. La majorité de ces travaux ont été consacrés à l'interprétation des déviations de la loi de dispersion par rapport à la loi quadratique prévue par la théorie linéaire des ondes de spin. Des modèles de plus en plus élaborés ont été proposés pour rendre compte de ces déviations. Le modèle introduit par Kittel ^[2] pour des matériaux isolants, et qui supposait un blocage complet de l'aimantation sur les surfaces, a été généralisé par Soohoo ^[3] avec l'introduction d'une anisotropie de surface induisant un blocage partiel de l'aimantation (théorie du "spin pinning"). Ce modèle a ensuite été complété par Pincus ^[4] qui tient compte des phénomènes liés à la conductivité des métaux (effet de peau). Kooi ^[4] a suggéré l'existence près des surfaces de minces couches de transition dont l'aimantation serait plus faible que l'aimantation à l'intérieur du film. Portis ^[5] a proposé une généralisation de ce modèle en supposant une répartition non uniforme de l'aimantation à travers l'épaisseur de la couche. Sparks ^[6] a étudié théoriquement le comportement de films dans lesquels l'aimantation varie lentement à l'intérieur du film puis décroît brusquement à proximité des surfaces. Les paramètres importants sont alors, d'une part l'amplitude ΔM de la variation de l'aimantation à l'intérieur de la couche, d'autre part l'épaisseur ϵ de la zone de surface dans laquelle cette variation devient rapide.

L'introduction de ces deux paramètres permet d'expliquer une grande partie des résultats expérimentaux publiés. Ce modèle peut être encore complété en introduisant une anisotropie superficielle K_s , on dispose alors de trois paramètres ΔM , ϵ et K_s qui permettent d'apporter une interprétation "quantitative" à tous les spectres susceptibles d'être observés.

Les films minces ferromagnétiques ont été l'objet d'un type d'étude tout à fait différent [7] : des mesures statiques (cycle d'hystérésis notamment) ont permis de mettre en évidence un phénomène de couplage magnétique entre deux films ferromagnétiques en contact ou bien séparés par une très mince couche de matériaux non ferromagnétiques. Quelques expériences de résonance d'ondes de spin dans les films composites ont été publiées, notamment dans des films de permalloy-gadolinium [8] et de permalloy-Fe, Ni, Co [9]. Ces travaux expérimentaux ont montré que les ondes de spin stationnaires dans les films de permalloy étaient largement influencées par la présence d'un autre film, mais n'ont reçu aucune interprétation satisfaisante.

Nous avons pensé qu'il devait être possible, par l'étude des résonances d'ondes de spin stationnaires dans des films composites, de contribuer à l'amélioration de nos connaissances sur ces phénomènes de couplage.

Après avoir succinctement rappelé (Ch. I) les modes de propagation électromagnétiques dans un corps conducteur ferromagnétique, nous développons (Ch. II) le calcul des conditions de raccordement des mouvements de l'aimantation sur un dioptré séparant deux phases ferromagnétiques. Cette étude permet de trouver l'équation caractéristique des modes de résonance dans un film composé de deux couches ferromagnétiques. La discussion de cette équation montre que le couplage des mouvements des aimantations à l'interface peut être déduit de la mesure de la position des modes de résonance ; cette méthode de mesure du couplage entre deux films ferromagnétiques est illustrée par une étude expérimentale dans trois cas différents. Le matériau de base que nous avons utilisé est le Permalloy 81 % Ni et 19 % Fe ; ce choix nous a été dicté d'une part par l'expérience acquise au Laboratoire dans la fabrication de films de cet alliage et d'autre part par la valeur de son aimantation à saturation qui permet de saturer le matériau en polarisation perpendiculaire avec le champ magnétique fourni par un électroaimant classique.

Un important travail a été effectué sur la technologie de préparation des films par évaporation (Ch. III), notamment sur les problèmes d'épitaxie et de structures des films. Ce travail qui a été fait en collaboration avec le "Laboratoire de Microscopie et diffraction électronique" nous a amenés à mettre au point une technique de recristallisation de couches d'argent sur substrats de mica qui permet d'obtenir des films épitaxiaux bien orientés et présentant une bonne planéité ^[10]. Ces études nous ont permis aussi d'apporter des contributions originales sur le comportement des films simples, notamment en ce qui concerne les films faiblement inhomogènes ^[11], les largeurs de raie des ondes de spin ^[12] ainsi que sur le problème de l'angle critique ^[13].

En ce qui concerne les phénomènes de couplage proprement dits, nous présentons d'abord (Ch. IV) une étude du couplage entre deux couches de permalloy en fonction de la contamination de l'interface ^[14]. Nous présentons ensuite (Ch. V) une étude du couplage entre une couche de permalloy et une couche de nickel ^[15]. L'influence des processus de diffusion sur la mesure du couplage est particulièrement étudiée ^[16].

Pour permettre une comparaison entre nos mesures et les mesures statiques nous avons ensuite étudié (Ch. VI) des échantillons composés de deux films de permalloy séparés par une très mince couche d'or ^[17].

CHAPITRE I

PROPAGATION

DANS UN METAL FERROMAGNETIQUE

TABLE DES MATIERES

	Page
I-1 RESOLUTION DES EQUATIONS DE MAXWELL.	7
I-2 SUSCEPTIBILITE D'UN MATERIAU FERROMAGNETIQUE.	9
I-2-1 Modèle d'Heisenberg.	10
I-2-2 Modèle de bande.	12
I-3 EQUATIONS DES ONDES.	13
I-3-1 Propagation parallèle au champ interne.	14
I-3-2 Approximation magnétostatique.	18

RESOLUTION DES EQUATIONS DE MAXWELL.

Nous voulons connaître les ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans un milieu métallique ferromagnétique. La propagation de ces ondes est régie par les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{d\vec{D}}{dt} + 4\pi\vec{J} \quad (I,1)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\vec{B}}{dt} \quad (I,2)$$

A ces deux équations il convient d'ajouter les relations entre, d'une part, les champs $\vec{D}$ et $\vec{E}$ et d'autre part, les champs $\vec{B}$ et $\vec{H}$ qui caractérisent le milieu :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} \quad \text{avec} \quad \vec{M} = |\chi| \vec{H}$$

La permittivité ϵ est un scalaire tandis que la susceptibilité $|\chi|$ est un tenseur 3×3 .

Il est commode de séparer $\vec{M}$ et $\vec{H}$ en leur partie statique et leur partie dépendant du temps :

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}(t)$$

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}(t)$$

On peut noter que dans ce cas $\vec{H}_0$ et $\vec{M}_0$ sont colinéaires.

En employant l'expression $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ et en combinant les équations (I,1) et (I,2), il est facile d'éliminer le champ électrique [18] :

$$\nabla^2 \vec{h} - \frac{1}{c} \left(\epsilon \frac{d}{dt} + 4\pi\sigma \right) \frac{d\vec{h}}{dt} = \frac{4\pi}{c} \left(\epsilon \frac{d}{dt} + 4\pi\sigma \right) \frac{d\vec{m}}{dt} - 4\pi \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{m} \quad (I,3)$$

Le milieu infini étant invariant par translation, on peut décomposer les champs $\vec{h}$ et $\vec{m}$ en séries de Fourier :

$$\vec{h} = \sum_k \vec{h}_k \exp(i(\omega t - kr))$$

$$\vec{m} = \sum_k \vec{m}_k \exp(i(\omega t - kr))$$

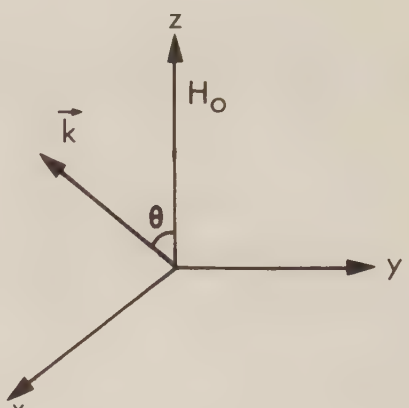
L'équation (I,3) devient :

$$\vec{h}_k = \frac{4\pi\omega^2\epsilon_e/c^2 \vec{m}_k - 4\pi\vec{k} \cdot \vec{k} \cdot \vec{m}_k}{k^2 - \omega^2 \epsilon_e/c^2} \quad (I,4)$$

où ϵ_e est la constante diélectrique équivalente du matériau :

$$\epsilon_e = \epsilon \left(1 + \frac{4\pi\sigma}{i\omega\epsilon} \right)$$

En choisissant pour axe des z , la direction commune aux vecteurs M_0 et H_0 et le vecteur d'onde $\vec{k}$ dans le plan xoz , l'équation (I,4) s'écrit sous forme matricielle :

$$\frac{\hbar}{m} = \begin{bmatrix} \frac{\omega^2 \epsilon_e c^2 - k^2 \sin^2 \theta}{k^2 - \omega^2 \epsilon_e c^2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\omega^2 \epsilon_e c^2}{k^2 - \omega^2 \epsilon_e c^2} & 0 \\ -\frac{k^2 \sin \theta \cos \theta}{k^2 - \omega^2 \epsilon_e c^2} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$


L'équation des ondes s'obtient simplement en écrivant la compatibilité entre l'équation (I,4) et l'équation caractéristique du milieu $\vec{m} = |\chi| \vec{h}$.

SUSCEPTIBILITÉ D'UN MATERIAU FERROMAGNETIQUE.

Le moment magnétique $\vec{m}$ est soumis à deux couples, d'une part le couple dû au champ magnétique, d'autre part le couple dû à l'énergie d'échange. Il n'existe pas de théorie unifiée pour traiter le problème de l'échange. On peut cependant regrouper les théories proposées en deux classes suivant le modèle employé :

- modèles de spin localisé (type modèle d'Heisenberg).
- modèles d'électron itinérant (modèle de bande).

Sous une forme brutale les deux modèles sont évidemment inconciliables, mais si, partant de la théorie des bandes, on cherche à l'améliorer en tenant compte des corrélations entre les positions des électrons et des

actions d'échange inter et intra atomiques, il semble possible de les réconcilier. Quoi qu'il en soit, le concept de susceptibilité est évidemment toujours valable et nous allons voir que les expressions de la susceptibilité sont du même type dans les deux modèles.

-2-1. MODELE D'HEISENBERG.

Dans ce modèle, on considère que les porteurs de moments magnétiques sont localisés sur les sites du réseau. L'énergie s'exprime sous la forme :

$$\mathcal{H} = -2 \sum_{i,j=1}^N J(R_{ij}) \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_{i=1}^N g_{\mu} \vec{H}_i \cdot \vec{S}_i$$

Dans cette expression $\vec{S}_i$ est le spin localisé au site i , $\vec{H}_i$ le champ magnétique agissant effectivement sur ce site et $J(R_{ij})$ décrit l'interaction de deux spins sur des sites différents.

Nous supposons que l'intégrale d'échange est la même pour tous les couples de premiers voisins. L'équation de mouvement du spin i s'écrit ($\hbar = 1$) :

$$i \dot{\vec{S}}_i = 2 J \sum_j (\vec{S}_i \wedge \vec{S}_j) - g_{\mu} \vec{S}_i \wedge \vec{H}_i \quad (1,6)$$

Le milieu étant considéré comme illimité, il n'y a aucune raison que la partie statique de $\vec{H}_i$ dépende du site i , on peut alors écrire $\vec{H}_i = \vec{H} + \vec{h}_i$. De la même manière le spin $\vec{S}_i$ peut s'écrire :

$$\vec{S}_i = \langle \vec{S} \rangle + \vec{s}_i$$

où le spin à l'équilibre $\langle \vec{S} \rangle$ ne dépend pas du site considéré.

En écrivant :

$$\vec{s}_i = \sum_k \vec{s}_k \exp(i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}))$$

et en supposant que les spins dévient peu de leur position d'équilibre, l'équation (I,6) donne les relations entre $\vec{s}_k^+$ et $\vec{h}_k^+$:

$$s_k^+ = \frac{Y \langle S \rangle h_k^+}{YH - 2D'(1 - \cos ka) - \omega} \approx \frac{Y \langle S \rangle h_k^+}{YH + Dk^2 - \omega} \quad (I,7)$$

$$s_k^- = \frac{Y \langle S \rangle h_k^-}{YH - 2D'(1 - \cos ka) + \omega} \approx \frac{Y \langle S \rangle h_k^-}{YH + Dk^2 + \omega} \quad (I,7')$$

Avec

$$s^{\pm} = s_x \mp i s_y$$

$$h^{\pm} = h_x \mp i h_y$$

$$D = 2J \langle S \rangle a^2$$

Dans l'expression de D, a est le paramètre du réseau.

La composante m_k de l'aimantation est liée au spin s_k :

$$m_k = \frac{ng\mu s_k}{a^3}$$

où n est le nombre de sites par maille élémentaire.

La relation entre m_k et h_k s'exprime alors :

$$m_k^+ = \frac{Y \langle M \rangle}{YH + Dk^2 - \omega} h_k^+ = X^+ h_k^+ \quad (I,8)$$

$$m_k^- = \frac{Y \langle M \rangle}{YH + Dk^2 + \omega} h_k^- = X^- h_k^- \quad (I,8')$$

Remarquons que les poles de la susceptibilité χ^+ sont réels, tandis que les poles de la susceptibilité χ^- sont imaginaires.

I-2-2. MODELE DE BANDE.

De très nombreuses formulations ont été utilisées pour calculer la susceptibilité dans ce modèle. Cependant les approximations nécessaires pour parvenir à des expressions utilisables ont pour conséquence de nombreux traits communs dans les équations finales.

Nous rappelons brièvement les résultats dans le cas simple d'une seule bande d'énergie, deux électrons n'interagissant que s'ils sont sur le même site (échange intraatomique) [19]. L'énergie s'écrit alors :

$$\mathcal{H} = \sum_{k,\sigma} \epsilon(k) c_{k,\sigma}^+ c_{k,\sigma} + V_0 \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} - g \mu H (n_{\uparrow} - n_{\downarrow})$$

$\epsilon(k)$ est l'énergie de bande, $c_{k\sigma}^-$ et $c_{k\sigma}^+$ les opérateurs d'annihilation et de création dans un état de Bloch ; V_0 représente l'interaction entre deux atomes sur le même site (état de Wannier) et n_i ($\uparrow\uparrow$) sont les opérateurs nombres d'électrons sur le site i .

L'approximation de la phase aléatoire (RPA), par exemple, montre que les poles des susceptibilités transverses sont de la forme :

$$\omega = \pm g \mu H + D k^2$$

Le coefficient D est donné par l'expression :

$$D = \frac{1}{\delta n} \sum_k \nabla^2 \epsilon(k) - \frac{2 |\nabla \epsilon(k)|}{V_0 \rho}$$

où n est le nombre d'électrons dans le système et ρ la densité électronique ($\rho = \frac{n}{N}$ si N est le nombre de sites).

Les susceptibilités peuvent s'écrire selon un développement suivant les poles :

$$\chi^{\pm} = \frac{C^{\pm e}}{\gamma H + D k^2 \pm \omega} \quad (I,9)$$

On voit que les expressions des susceptibilités (I,8) et (I,9) diffèrent seulement par l'expression du coefficient D. Au point de vue propagation des ondes, ces expressions donnent les mêmes résultats.

I-3. EQUATIONS DES ONDES.

L'équation des ondes s'obtient en écrivant que les équations (I,4) et (I,8) ou (I,9) sont compatibles.

En remplaçant $h^{\pm}$ par $m^{\pm}/\chi^{\pm}$ dans l'équation (I,4), on obtient le système d'équations :

$$m^{+}\left(\frac{1}{\chi^{+}} - \frac{4\pi\omega^2\epsilon_e c^{-2}}{k^2 - \omega^2\epsilon_e c^{-2}}\right) - m^{-}\left(\frac{1}{\chi^{-}} - \frac{4\pi\omega^2\epsilon_e c^{-2}}{k^2 - \omega^2\epsilon_e c^{-2}}\right) = 0$$

$$m^{+}\left(\frac{1}{\chi^{-}} - 4\pi \frac{\omega^2\epsilon_e c^{-2} - k^2 \sin^2 \theta}{k^2 - \omega^2\epsilon_e c^{-2}}\right) + m^{-}\left(\frac{1}{\chi^{+}} - 4\pi \frac{\omega^2\epsilon_e c^{-2} - k^2 \sin^2 \theta}{k^2 - \omega^2\epsilon_e c^{-2}}\right) = 0$$

L'équation caractéristique qui en découle :

$$\begin{aligned} &\left(\frac{1}{\chi^{+}} - 4\pi \frac{\omega^2\epsilon_e c^{-2}}{k^2 - \omega^2\epsilon_e c^{-2}}\right) \left(\frac{1}{\chi^{-}} - 4\pi \frac{\omega^2\epsilon_e c^{-2} - k^2 \sin^2 \theta}{k^2 - \omega^2\epsilon_e c^{-2}}\right) \\ &+ \left(\frac{1}{\chi^{-}} - 4\pi \frac{\omega^2\epsilon_e c^{-2}}{k^2 - \omega^2\epsilon_e c^{-2}}\right) \left(\frac{1}{\chi^{+}} - 4\pi \frac{\omega^2\epsilon_e c^{-2} - k^2 \sin^2 \theta}{k^2 - \omega^2\epsilon_e c^{-2}}\right) = 0 \end{aligned}$$

(I,10)

est du 4ème degré en k^2 , elle admet donc 8 solutions. En fait, il est suffisant d'en étudier 4, les 4 autres représentant simplement la propagation dans une direction opposée.

De nombreux auteurs ont étudié les solutions de cette équation, ^[20] en employant des méthodes de calculs numériques. Nous nous proposons de développer deux cas particuliers.

I-3-1. PROPAGATION PARALLELE AU CHAMP INTERNE.

Dans le cas où le vecteur d'onde est parallèle à la direction commune au champ interne et à l'aimantation à l'équilibre ($\theta=0$), l'équation (I,10) se décompose en deux équations :

$$\frac{1}{X^+} - 4\pi \frac{\omega^2 \epsilon_e c^{-2}}{k^2 - \omega^2 \epsilon_e c^{-2}} = 0 \quad (I,11)$$

$$\frac{1}{X^-} - 4\pi \frac{\omega^2 \epsilon_e c^{-2}}{k^2 - \omega^2 \epsilon_e c^{-2}} = 0 \quad (I,11')$$

Les équations (I,11) et (I,11') correspondent respectivement à des champs tournant dans le sens positif et dans le sens négatif. Les solutions de ces équations sont représentées sur la figure 1, pour les valeurs suivantes des paramètres :

$$4\pi M = 6 \text{ kG}$$

$$H_i = 8 \, 450 \text{ Oe}$$

$$\sigma = 1,42 \cdot 10^{-5} \text{ mhos/cm}$$

$$\frac{MD}{2} = 0,810^{-6} \text{ erg/cm.}$$

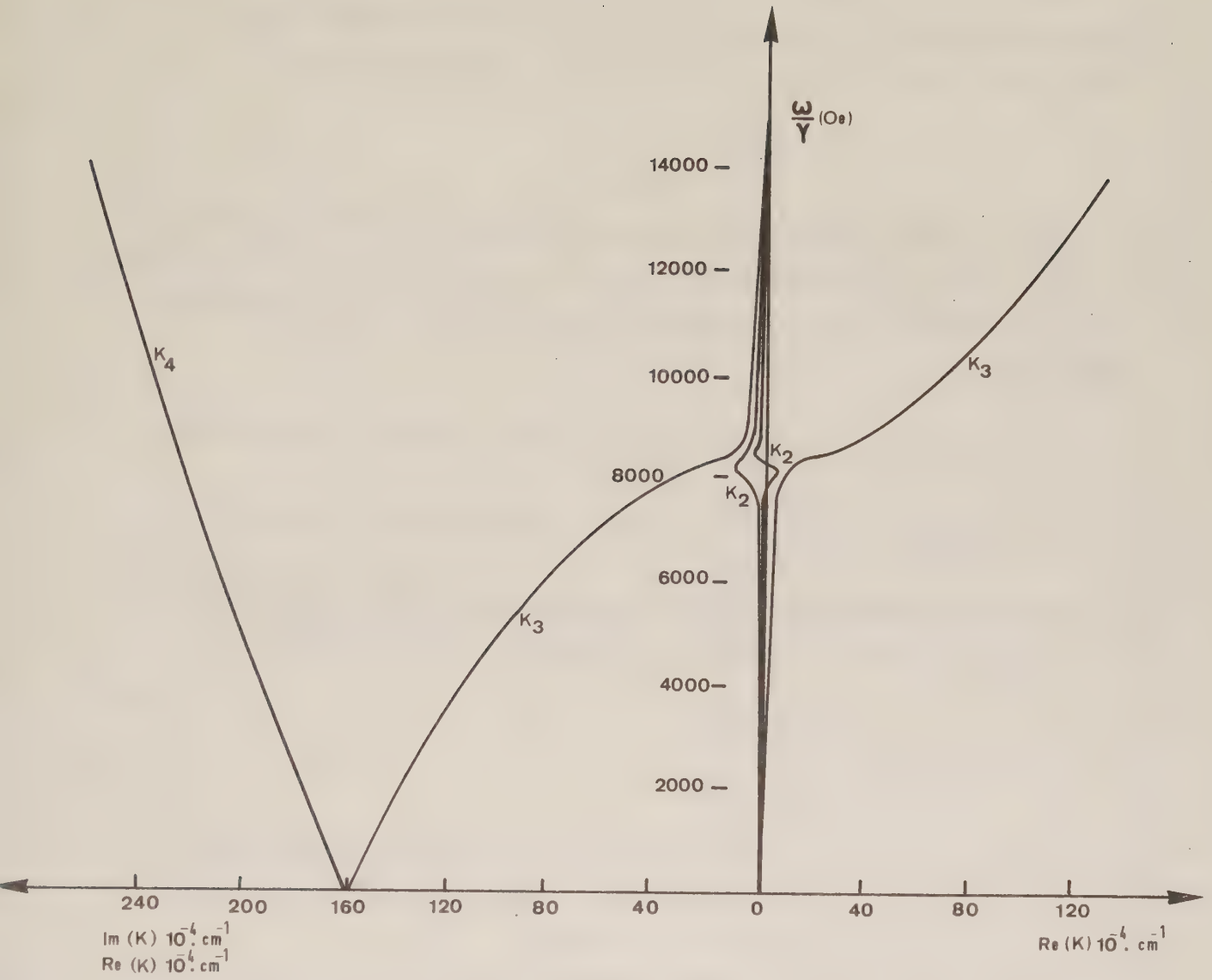


Fig. 1

Propagation parallèle au champ interne, (d'après Vittoria [20]).

Cette figure montre 3 régions distinctes :

- La première correspond à des vecteurs d'ondes petits $|k| < 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ à l'exception d'une petite zone entourant le point $\frac{\omega}{\gamma} = H_i$ (résonance gyromagnétique). Dans cette région, les susceptibilités χ^+ et χ^- sont très petites, et les solutions sont données par :

$$k^2 = \frac{\omega^2 \epsilon_e}{c^2}$$

La propagation est pratiquement la même que dans un métal non magnétique, les ondes subissent l'effet de peau habituel, l'aimantation est négligeable. L'énergie associée à ces ondes est d'origine purement électromagnétique (ondes k_1 et k_2).

- La deuxième région correspond à des vecteurs d'ondes grands $k > 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$.

La quantité $4\pi \frac{\omega^2 \epsilon_e c^{-2}}{k^2 - \omega^2 \epsilon_e c^{-2}}$ est alors très petite, les solutions

sont très peu différentes des poles des susceptibilités transverses.

Les équations de dispersion de ces ondes sont simplement :

$$\omega = \gamma H_i + D k^2 \quad (\text{I}, 12)$$

$$\omega = -\gamma H_i - D k^2 \quad (\text{I}, 12')$$

L'équation (I, 12') ne peut être satisfaite avec une fréquence réelle que pour k imaginaire, l'équation (I-12) admet des solutions k réel si $\omega > \gamma H_i$ et k imaginaire si $\omega < \gamma H_i$ (Fig. 2).

Les ondes k_3 et k_4 sont des ondes purement magnétiques, le champ magnétique y est négligeable. L'énergie transportée est uniquement de l'énergie d'échange.

- La troisième région est située au voisinage de la résonance gyromagnétique.

Les quantités χ^+ et $4\pi \frac{\omega^2 \epsilon_e c^{-2}}{k^2 - \omega^2 \epsilon_e c^{-2}}$ sont du même ordre de grandeur.

Les ondes k_2 et k_1 sont constituées à la fois de champ magnétique et d'aimantation. Par contre, la quantité χ^- reste petite, et l'onde k_1 reste de nature purement électromagnétique. Ceci était prévisible, car cette onde ayant un champ magnétique tournant dans le sens négatif est peu affectée par la résonance gyromagnétique.

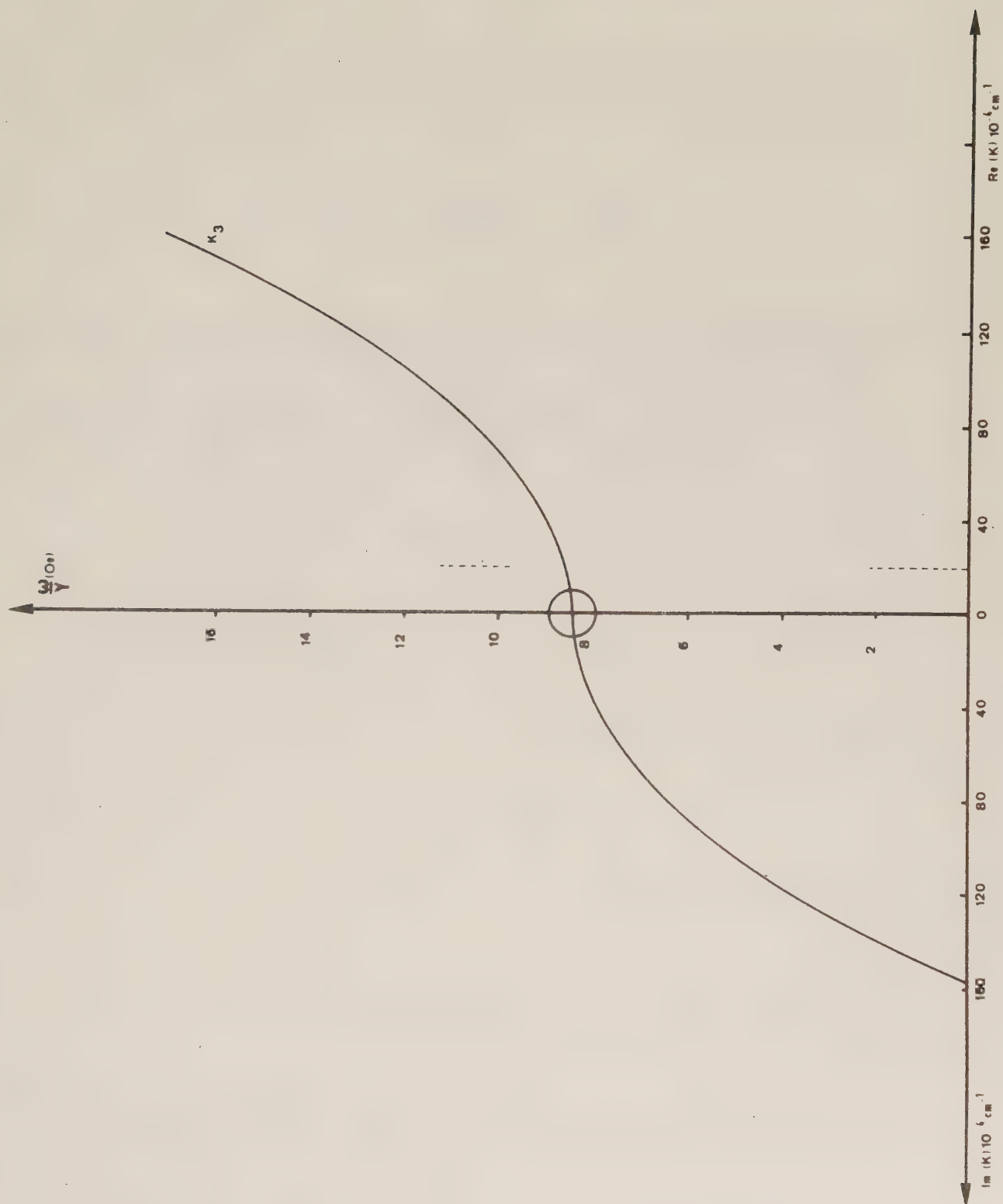


Fig. 2

Propagation parallèle au champ interne,
relation de dispersion approximative.

I-3-2. APPROXIMATION MAGNETOSTATIQUE.

Lorsque le vecteur d'onde et l'aimantation à l'équilibre ne sont plus colinéaires, l'équation (I,10) ne se simplifie plus. Cependant si l'inégalité

$$k^2 \sin^2 \theta \gg \left| \frac{\omega^2 \epsilon_e}{c^2} \right| \quad (I,13)$$

est satisfaite, la relation entre l'aimantation et le champ magnétique devient :

$$\vec{h}_k \simeq - \frac{4 \pi \vec{k} (\vec{k} \cdot \vec{m}_k)}{k^2} \quad (I,14)$$

et l'équation (I,10) est équivalente à

$$\frac{1}{x^+} \left(\frac{1}{x^-} + 4 \pi \sin^2 \theta \right) - \frac{1}{x^-} \left(\frac{1}{x^+} + 4 \pi \sin^2 \theta \right)$$

ce qui peut encore s'écrire :

$$2 + 4 \pi \sin^2 \theta (x^+ + x^-)$$

et se résout aisément en :

$$\begin{aligned} YH + 2 \pi M \sin^2 \theta - \sqrt{(2 \pi M \sin^2 \theta)^2 + \left(\frac{\omega}{Y}\right)^2} + Dk^2 &= 0 \\ YH + 2 \pi M \sin^2 \theta + \sqrt{(2 \pi M \sin^2 \theta)^2 - \left(\frac{\omega}{Y}\right)^2} + Dk^2 &= 0 \end{aligned} \quad (I,15)$$

Ces ondes transportent à la fois du champ magnétique et de l'aimantation. L'énergie associée est de l'énergie d'échange ainsi que de l'énergie dipolaire.

L'équation (I-14) montre que la direction du champ magnétique $\vec{h}$ est la même que celle du vecteur d'onde $\vec{k}$.

On peut remarquer que l'inégalité (I-13) s'écrit aussi bien :

$$k^2 \sin^2 \theta \gg \frac{2}{\delta^2}$$

où δ est la profondeur de peau.

Cette condition est réalisée pour des longueurs d'ondes plus petites que la profondeur de peau et lorsque l'angle entre le vecteur d'onde et l'aimantation à l'équilibre n'est pas trop petit.

CHAPITRE II

ONDES DE SPIN STATIONNAIRES DANS DES COUCHES COUPLEES

TABLE DES MATIERES

	Page
II-1 PROBLEME DE REFLEXION ET REFRACTION SUR UN DIOPTRE.	21
II-2 ONDES DE SPIN STATIONNAIRES DANS DES COUCHES COUPLEES.	24
II-2-1 Ondes de spin stationnaire dans une couche simple.	24
II-2-1-1 Polarisation perpendiculaire.	25
II-2-1-2 Polarisation quelconque.	28
II-2-2 Ondes de spin stationnaires dans deux couches couplées.	31
II-2-2-1 Polarisation perpendiculaire.	32
II-2-2-2 Polarisation quelconque.	41
II-2-3 Influence des pertes.	42
II-2-4 Intensité des modes.	43

II-1. PROBLEME DE REFLEXION ET REFRACTION SUR UN DIOPTRE.

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié le problème de la propagation dans un milieu ferromagnétique conducteur sans tenir compte d'aucune condition aux limites : c'est-à-dire que nous avons considéré un matériau homogène et de dimension infinie.

Supposons maintenant que le matériau est constitué de deux phases, toutes deux ferromagnétiques mais de caractéristiques différentes. Considérons une onde se propageant dans le premier milieu et rencontrant la surface de séparation, elle donne naissance à une onde réfléchie et à une onde réfractée. Nous savons que sur une surface de discontinuité, les champs électrique et magnétique doivent satisfaire les conditions aux limites suivantes :

$$B_N \quad \text{et} \quad H_{tg} \quad \text{continus}$$

$$E_{tg} \quad \text{et} \quad D_N \quad \text{continus.}$$

Lorsque l'énergie d'échange est négligée, les susceptibilités magnétiques sont indépendantes des vecteurs d'ondes et ces conditions sont suffisantes pour résoudre les modes de vibrations propres du système. En tenant compte de l'énergie d'échange, nous avons introduit une susceptibilité qui dépend du vecteur d'onde. Cette dépendance traduit une

susceptibilité locale dans l'espace réel. Il est clair que cette susceptibilité n'est valable qu'en milieu illimité. Nous avons en effet implicitement supposé que la susceptibilité $\chi(r, r')$ ne dépend que de la distance $|r - r'|$ et d'autre part que le champ interne est constant dans tout le matériau ; ceci n'est pas exact près d'une discontinuité.

Il est cependant possible d'employer les susceptibilités du milieu infini et les relations de dispersion des ondes qui en découlent. Il est alors nécessaire d'introduire une condition aux limites sur le mouvement de l'aimantation à l'interface. Cette condition doit traduire le couplage existant entre les mouvements de l'aimantation dans les deux phases.

II-1-1. COUPLAGE ENTRE DEUX PHASES FERROMAGNETIQUES.

Les travaux sur les matériaux ferromagnétiques couplés (et notamment toutes les mesures statiques) [21] ont toujours été interprétés par une hypothèse analogue au champ moléculaire de Weiss. On suppose d'une façon purement phénoménologique, l'existence d'un champ fictif de couplage $\vec{h}_1$ agissant sur la première phase. Ce champ se superpose au champ interne, il a une amplitude constante dans toute la phase et son sens est celui de l'aimantation de la deuxième phase :

$$\vec{h}_1 = \lambda_{12} \vec{M}_2 \quad (\text{II}, 1)$$

Réciproquement, un champ $\vec{h}_2$ d'amplitude constante et orienté dans le sens de l'aimantation de la phase 1 doit agir sur la phase 2 :

$$\vec{h}_2 = \lambda_{21} \vec{M}_1 \quad (\text{II}, 1')$$

Un modèle analogue a été employé par Kooi et Waksman [8] pour interpréter une expérience de résonance de couches de Py et de Gd en contact, il est cependant évident qu'un tel modèle n'a de sens que lorsque les aimantations dans les deux phases sont uniformes, cela n'est pas habituellement le cas dans les expériences de résonance en couche mince.

On peut cependant généraliser les expressions (II,1) et (II,1') d'une manière analogue à la généralisation qui conduit du champ moléculaire de Weiss au champ moléculaire local :

$$\begin{aligned}\vec{h}_1(r) &= \lambda_{12}(r, r') \vec{M}_2(r') \\ \vec{h}_2(r) &= \lambda_{21}(r, r') \vec{M}_1(r')\end{aligned}$$

où le point r est situé dans la première phase, le point r' dans la deuxième.

Ces expressions sont bien adaptées à la description du couplage lorsque les aimantations ne sont pas uniformes ; cependant le problème du choix de la forme des coefficients λ_{12} et λ_{21} est un problème difficile, aussi avons nous préféré employer une autre description du couplage.

Nous supposons que le couplage entre les deux phases est un couplage à courte distance analogue au couplage d'échange dans un matériau massif. Chaque phase est alors caractérisée par son aimantation à saturation M_i , et sa constante d'échange A_i . Le couplage entre les deux phases est décrit par un paramètre A_{ij} . Pour tenir compte du fait qu'à proximité de l'interface, l'environnement est différent de l'environnement dans le matériau, nous introduisons une anisotropie localisée sur l'interface. Cette anisotropie est caractérisée par le paramètre β_i . Dans ces conditions, on montre que les aimantations des deux phases sont liées à l'interface par les relations :

$$\begin{aligned}\frac{A_1}{M_1^2} \vec{M}_1 \wedge \frac{\delta \vec{M}_1}{\delta n} - \frac{A_{12}}{M_1 M_2} \vec{M}_1 \wedge \vec{M}_2 - \beta_1 \vec{M}_1 \wedge \vec{n}_1 (\vec{M}_1 \cdot \vec{n}_1) &= 0 \\ \frac{A_2}{M_2^2} \vec{M}_2 \wedge \frac{\delta \vec{M}_2}{\delta n} - \frac{A_{12}}{M_1 M_2} \vec{M}_2 \wedge \vec{M}_1 - \beta_2 \vec{M}_2 \wedge \vec{n}_2 (\vec{M}_2 \cdot \vec{n}_2) &= 0\end{aligned}\tag{II,2}$$

où les vecteurs $\vec{n}_i$ sont les vecteurs unités dans des directions perpendiculaires à l'interface.

Ces conditions de raccordement permettent de déterminer les vecteurs résultant dans un système de couches couplées. Avant de discuter ce problème nous allons traiter rapidement le cas d'une couche simple.

II-2. ONDES DE SPIN STATIONNAIRES DANS DES COUCHES COUPLEES.

II-2-1 ONDES DE SPIN STATIONNAIRES DANS UNE COUCHE SIMPLE.

Considérons une lame ferromagnétique, métallique d'épaisseur d . Les dimensions transversales de la lame sont supposées infinies.

Pour étudier les modes de vibrations d'un tel système, on cherche la configuration générale des champs sous la forme d'une superposition des modes de propagation du matériau. Pour chaque valeur de la fréquence, nous avons

vu qu'il existe dans un matériau ferromagnétique huit modes de propagation indépendants. Les champs s'écrivent donc :

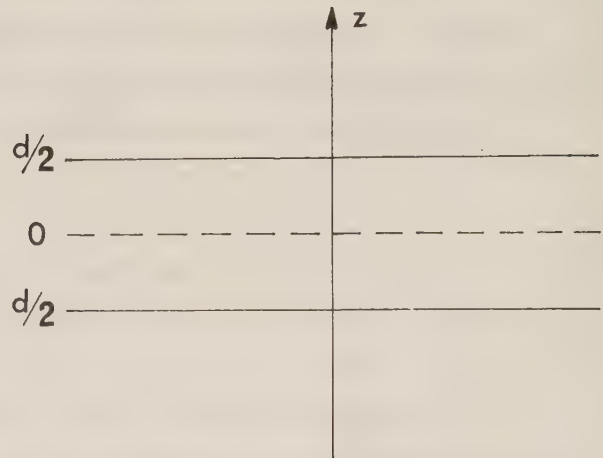
$$h_{\alpha} = \exp i\omega t \sum_{n=1}^{n=8} h_{\alpha n} \exp -i\vec{k}n \cdot \vec{r}$$

avec des expressions analogues pour l'aimantation m et le champ e .

Dans le diélectrique entourant la couche, il existe 4 modes de propagation indépendants. Le problème admet donc 16 inconnues.

Les amplitudes relatives des ondes sont déterminées par les conditions aux limites :

$e = 0$ et $h = 0$	pour $z = \pm \infty$
h tg continue	pour $z = d/2$ et $z = -d/2$
e tg continue	pour $z = +d/2$ et $z = -d/2$.



La condition sur le mouvement de l'aimantation sur les surfaces de la couche se déduit aisément de la formule (II-2) en faisant $A_{1,2} = 0$;

$$\frac{A}{M^2} \vec{M} \wedge \frac{\delta \vec{M}}{\delta n} + \beta (\vec{M} \cdot \vec{n}) \vec{M} \wedge \vec{n} = 0$$

en $z = d/2$ et $-d/2$.

L'ensemble de ces conditions aux limites donnent 16 équations. En toute généralité la recherche des modes de résonance du système exige donc la résolution d'un problème de 16 équations à 16 inconnues. Nous allons voir cependant que le problème se simplifie, d'une part lorsque le champ appliqué est perpendiculaire à la couche, d'autre part dans l'approximation magnétostatique.

II-2-1-1. Cas de la polarisation perpendiculaire.

Les vecteurs d'ondes résonnants sont alors parallèles à la direction d'équilibre de l'aimantation. Nous avons vu que dans ce cas, à l'exception d'une petite zone entourant la résonance gyromagnétique, les modes de propagation sont de deux natures différentes (chapitre I, § 1-3-1) :

Les ondes k_3 et k_4 transportant uniquement de l'énergie d'échange.

Les ondes k_1 et k_2 de nature purement électromagnétique.

Dans ce cas le problème des conditions aux limites se sépare en deux ; la continuité des champs électrique et magnétique est assurée par les ondes k_1 et k_2 d'une manière tout à fait indépendante du mouvement de l'aimantation. La résolution de ce problème conduit à l'effet de peau classique.

Les ondes k_3 et k_4 doivent satisfaire la condition :

$$\frac{A}{M^2} \vec{M} \wedge \frac{\delta \vec{M}}{\delta n} + \beta |\vec{M}| \vec{M} \wedge \vec{n} = 0$$

C'est-à-dire en reprenant la notation habituelle ^[27] :

$$K_s = -\beta |M|^2$$

$$\frac{A}{M} \vec{M} \wedge \frac{\delta \vec{M}}{\delta n} - K_s \vec{M} \wedge \vec{n} = 0$$

Cette condition s'écrit aussi bien :

$$\frac{\delta m^+}{\delta z} + \frac{K_s}{A} m^+ = 0$$

(II,3)

$$\frac{\delta m^-}{\delta z} + \frac{K_s}{A} m^- = 0$$

de sorte que les ondes k_3 et k_4 restent découplées à l'interface.

Le problème étant symétrique par rapport à un axe parallèle au plan de la couche et passant par son centre, nous pouvons décrire les mouvements de l'aimantation par :

$$m^\pm = \exp i\omega t \cos kz$$

$$m^\pm = \exp i\omega t \sin kz$$

Les conditions (II-2) permettent de calculer l'équation caractéristique :

$$\text{tg} \frac{kd}{2} = \frac{K_s}{Ak}$$

(II,4)

$$\text{tg} \left(\frac{kd}{2} + \frac{\pi}{2} \right) = \frac{K_s}{Ak}$$

Pour une anisotropie de surface positive ($K_s > 0$) les équations (II-4) n'admettent que des solutions k réelles. C'est-à-dire que dans ce cas l'onde k_4 ne peut pas donner un phénomène de résonance.

Pour l'onde k_3 , les équations (II-4) peuvent être résolues, lorsque l'anisotropie de surface est faible, en développant les tangentes autour des points $\frac{kd}{2} = n\pi$ pour les modes symétriques et $\frac{kd}{2} = n\pi - \frac{\pi}{2}$ pour les modes antisymétriques.

Les vecteurs d'ondes résonnants sont alors donnés par :

$$k_n \simeq \frac{n\pi}{d} + \frac{2K_s}{An\pi} \quad (\text{II},5)$$

où n est un nombre entier.

Les champs de résonance :

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \frac{2A}{M} k_n^2$$

s'écrivent simplement :

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \frac{2A}{M} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 - \frac{8K_s}{Md}$$

et sont une fonction quadratique du numéro du mode.

La validité de l'équation (II-5) est limitée par l'inégalité :

$$\frac{K_s}{Ak} \leq 0.5$$

C'est-à-dire par :

$$H_n \leq \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \frac{8K_s^2}{MA}$$

Dans un matériau comme le permalloy où $A \approx 10^{-6}$ erg/cm² et $M \approx 800$ uem cgs.

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - H_n \right) \geq 10^4 K_s$$

Il est instructif de connaître l'ordre de grandeur du déplacement des modes de résonance par l'anisotropie de surface K_s :

$$H_n(K_s=0) - H_n(K) \simeq \frac{8K_s}{Md}$$

Pour $d \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ $M \approx 800 \text{ uem}$

$$H_n (K_s = 0) - H_n (K_s) \simeq \frac{K_s 10^3}{3}$$

II-2-1-2. Cas d'une polarisation quelconque (approximation magnétostatique).

Dans l'approximation magnétostatique, le champ magnétique et l'aimantation sont liés par la formule :

$$\vec{h}_k = - \frac{4\pi \vec{k} (\vec{k} \cdot \vec{m}_k)}{k^2}$$

De sorte que le champ magnétique est toujours perpendiculaire à la surface du film, c'est-à-dire que $h_{tg} = 0$. D'autre part,

$$\vec{b}_N = \vec{h}_N + 4\pi \vec{m}_N$$

d'où

$$\vec{b}_N = \vec{h} + \frac{4\pi \vec{k} (\vec{k} \cdot \vec{m}_k)}{k^2} = 0$$

de sorte que les conditions b_n et h_{tg} continus sur la surface n'ont pas d'influence sur les modes.

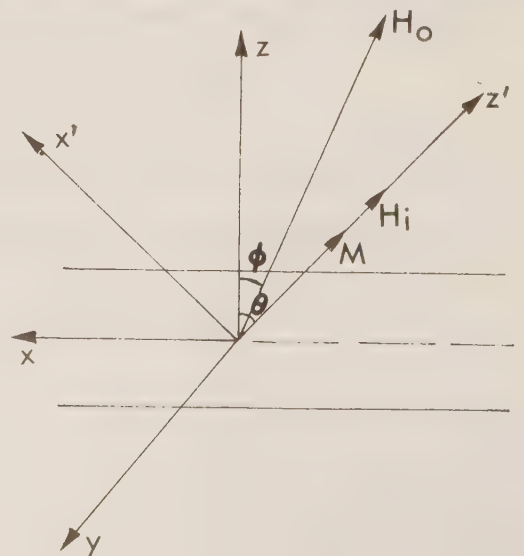
Les conditions sur les mouvements de l'aimantation sur la surface du film ne sont pas diagonales en même temps que les ondes du matériau massif : elles couplent les ondes du matériau.

En utilisant le système d'axes illustré sur la figure cette condition s'écrit :

$$\frac{\delta m_{x'}}{\delta z} + \frac{K_s}{A} m_{x'} \cos 2\theta = 0$$

$$\frac{\delta m_{y'}}{\delta z} + \frac{K_s}{A} m_{y'} \cos^2 \theta = 0$$

(II,6)



Nous sommes donc amenés à chercher des solutions sous la forme d'une combinaison linéaire des deux ondes du matériau massif :

$$\begin{aligned} m_x' &= (a_1 \cos kz + a_2 \operatorname{ch} \chi z) \cos \omega t \\ m_y' &= (a_1' \cos kz + a_2' \operatorname{ch} \chi z) \cos \omega t \end{aligned} \quad (\text{II},7)$$

pour les modes symétriques par exemple.

Avec

$$H_i + \frac{2A}{M} k^2 = \left((2\pi M \sin^2 \theta)^2 + \left(\frac{\omega}{Y} \right)^2 \right)^{1/2} - 2\pi M \sin^2 \theta \quad (\text{II},8)$$

$$H_i + \frac{2A}{M} \chi^2 = - \left((2\pi M \sin^2 \theta)^2 + \left(\frac{\omega}{Y} \right)^2 \right)^{1/2} - 2\pi M \sin^2 \theta \quad (\text{II},8')$$

et

$$\frac{a_1}{a'} = \frac{Y}{\omega} \cdot \left((2\pi M \sin^2 \theta)^2 + \left(\frac{\omega}{Y} \right)^2 \right)^{1/2} - 2\pi M \sin^2 \theta$$

$$\frac{a_2}{a'2} = - \frac{Y}{\omega} \left((2\pi M \sin^2 \theta)^2 + \left(\frac{\omega}{Y} \right)^2 \right)^{1/2} + 2\pi M \sin^2 \theta$$

En remplaçant m_x et m_y par les formes (II-7) dans (II-6), on obtient l'équation caractéristique :

$$\frac{\left(\operatorname{tg} \frac{kd}{2} - \frac{K_s}{Ak} \cos^2 \theta \right) \left(\operatorname{th} \frac{\chi d}{2} + \frac{K_s}{A\chi} \cos^2 \theta \right)}{\left(\operatorname{tg} \frac{kd}{2} - \frac{K_s}{Ak} \cos^2 \theta \right) \left(\operatorname{th} \frac{\chi d}{2} + \frac{K_s}{A\chi} \cos^2 \theta \right)} = - f(\theta) \quad (\text{II},9)$$

$$\left(\operatorname{tg} \frac{kd}{2} - \frac{K_s}{Ak} \cos^2 \theta \right) \left(\operatorname{th} \frac{\chi d}{2} + \frac{K_s}{A\chi} \cos^2 \theta \right)$$

avec

$$f(\theta) = \frac{\left[(2\pi M \sin^2 \theta)^2 + \left(\frac{\omega}{Y} \right)^2 \right]^{1/2} - 2\pi M \sin^2 \theta}{\left[(2\pi M \sin^2 \theta)^2 + \left(\frac{\omega}{Y} \right)^2 \right]^{1/2} + 2\pi M \sin^2 \theta} \quad (\text{II},10)$$

La formule (II-8') montre que :

$$\frac{2A}{M} \chi^2 \gg \frac{\omega}{\gamma}$$

C'est-à-dire que : $\frac{K_s}{A\chi_0} \leq K_s \cdot \left[\frac{2}{AM \frac{\omega}{\gamma}} \right]^{1/2}$

D'autre part $\frac{\chi_d}{2} \gg 1$ et $\text{th} \frac{\chi_d}{2} \approx 1$ de sorte que pour $K_s < 10^{-1}$ erg/cm, l'équation (II-9) prend la forme simple :

$$\frac{\text{tg} \frac{kd}{2} - \frac{K_s}{Ak} \cos^2 \theta}{\text{tg} \frac{kd}{2} - \frac{K_s}{Ak} \cos 2 \theta} = - f(\theta)$$

ce qui peut encore s'écrire :

$$\text{tg} \frac{kd}{2} = \frac{K_s}{Ak} \left(\frac{\cos^2 \theta + f(\theta) \cos^2 2 \theta}{1 + f(\theta)} \right) \quad (\text{II}, 11)$$

Cette expression a exactement la même forme que l'équation (II-4) valable pour la polarisation perpendiculaire. L'anisotropie de surface effective étant pondérée par la fonction de l'angle θ :

$$K_{s \text{ eff}}(\theta) = K_s \cdot \frac{\cos^2 \theta + f(\theta) \cos^2 2 \theta}{1 + f(\theta)}$$

La formule (II-10) montre que :

$$0 < f(\theta) \leq 1$$

d'où

$$0 \leq K_{s \text{ eff}} \leq 2 K_s$$

Nous pouvons donc résoudre l'équation (II-11) de la même façon que pour la polarisation perpendiculaire :

$$k_n \approx \frac{n\pi}{d} + \frac{2 K_{s \text{ eff}}(\theta)}{A}$$

Cependant K_g eff dépend du vecteur d'onde k par l'intermédiaire de l'angle θ . En effet on a :

$$H_0 \cos(\theta - \phi) - 4\pi M \cos^2 \theta = \left[(2\pi M \sin^2 \theta)^2 + \left(\frac{\omega}{Y} \right)^2 \right]^{1/2} - 2\pi M \sin^2 \theta - \frac{2A}{M} k^2 \quad (\text{II}, 12)$$

et

$$\frac{H_0}{2\pi M} = \frac{\sin^2 \theta}{\sin(\theta - \phi)} \quad (\text{II}, 13)$$

de sorte que la recherche des vecteurs d'ondes résonnants exige la résolution simultanée des équations (II-11), (II-12) et (II-13).

Cependant l'anisotropie de surface effective K_g eff (θ) est typiquement du même ordre de grandeur que K_g , nous pouvons donc conclure que la présence de cette anisotropie induira des déplacements du même ordre de grandeur que ceux calculés précédemment dans le cas perpendiculaire.

II-2-2. ONDES DE SPIN STATIONNAIRES DANS DEUX COUCHES COUPLEES.

Considérons maintenant deux lames minces ferromagnétiques en contact. Chacun des films est caractérisé par son épaisseur d_i , son aimantation M_i et sa constante d'échange A_i . Le couplage entre les deux couches est décrit par le paramètre A_{12} introduit au paragraphe (II-1-2).

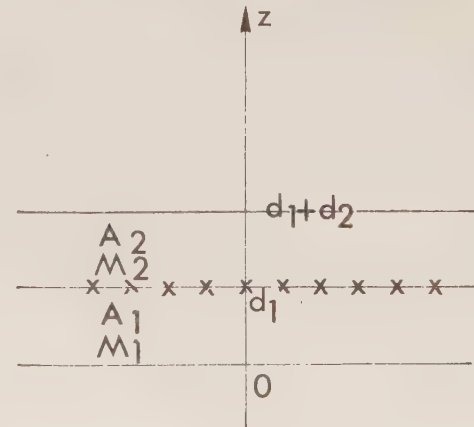
De la même manière que dans le paragraphe précédent, nous étudions séparément les ondes électromagnétiques k_1 et k_2 et les ondes de spin k_3 et k_4 . Si l'on néglige les termes d'anisotropie de surface qui, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, ont une influence très faible, les mouvements de l'aimantation doivent satisfaire les conditions aux limites

$$\frac{\delta m}{\delta z} = 0 \quad \text{en } z = 0 \quad \text{et } z = d_1 + d_2$$

$$\frac{A_1}{M_1^2} \vec{M}_1 \wedge \frac{\delta \vec{M}_1}{\delta z} + \frac{A_{12}}{M_1 M_2} \vec{M}_1 \wedge \vec{M}_2 = 0 \quad z = d_1$$

$$\frac{A_2}{M_2^2} \vec{M}_2 \wedge \frac{\delta \vec{M}_2}{\delta z} + \frac{A_{12}}{M_1 M_2} \vec{M}_2 \wedge \vec{M}_1 = 0 \quad z = d_1$$

(II, 14)



II-2-2-1. Cas de la polarisation perpendiculaire.

Dans ce cas, en considérant les combinaisons linéaires

$$m^+ = m_x + im_y$$

$$m^- = m_x - im_y$$

les équations (II-14) sont équivalentes à :

$$\frac{\delta m^+}{\delta z} = 0 \quad \text{en } z = 0 \quad \text{et } d_1 + d_2$$

$$0 = \frac{A_1}{M_1} \frac{\delta m_1^+}{\delta z} + \frac{A_{12}}{M_1 M_2} (M_1 m_2^+ - M_2 m_1^+) \quad \text{en } z = d_1$$

(II,15)

$$0 = \frac{A_2}{M_2} \frac{\delta m_2^+}{\delta z} + \frac{A_{12}}{M_1 M_2} (M_2 m_1^+ - M_1 m_2^+) \quad \text{en } z = d_1$$

et trois équations identiques pour m^- . D'une manière analogue au cas de la couche simple les ondes + et les ondes - restent donc découplées sur l'interface.

En prenant l'origine de l'axe z sur la surface libre de la première lame, nous pouvons décrire les mouvements de l'aimantation m^+ par les expressions suivantes :

$$m_1^+ = \exp j\omega t \cos k_1 z$$

(II,16)

$$m_2^+ = \exp j\omega t \cos k_2 (d_1 + d_2 - z)$$

Les conditions $\frac{\delta m^+}{\delta z} = 0$ pour $z = 0$ et $z = d_1 + d_2$ sont ainsi directement vérifiées. En remplaçant les formes d'ondes (II-16) dans les équations (II-15), on obtient l'équation caractéristique :

$$\frac{A_2 \cotg k_1 d_1}{k_1} + \frac{A_1 \cotg k_2 d_2}{k_2} = \frac{A_1 A_2}{A_{12}} - \frac{(A_1 + A_2)a}{2}$$

(II,17)

Les vecteurs d'ondes k_1 et k_2 sont reliés par l'expression :

$$k_1^2 = \frac{M_1}{A_1 \gamma_1} \left[(\gamma_2 - \gamma_1) H_0 + 4\pi (\gamma_1 M_1 - \gamma_2 M_2) \right] + \frac{A_2 M_1}{A_1 M_2} \frac{\gamma_2}{\gamma_1} k_2^2 \quad (\text{II}, 18)$$

La résolution simultanée des équations (II-17) et (II-18) permet de calculer les vecteurs d'ondes k_1 et k_2 correspondant aux résonances. Ces équations ne peuvent être résolues avec précision que par une méthode numérique ; il peut être instructif cependant de considérer une résolution graphique.

Pour cela nous utilisons les paramètres suivants :

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \gamma_2 \\ 4\pi M_1 &= 2.4\pi M_2 = 10^4 \text{ Gauss} \\ A_1 &= A_2 = 10^{-6} \text{ erg/cm} \\ 2d_2 &= d_1 = 1000 \text{ \AA}. \end{aligned}$$

qui ne correspondent pas à des matériaux spécifiques, mais correspondent bien aux alliages (Fe-Ni) que nous utiliserons.

$$f(k_1 d) = \frac{A_2 \cotg k_1 d_1}{k_1 d_1} + \frac{A_1 \cotg k_2 d_2}{k_2 d_1} \quad (\text{II}, 19)$$

est représentée sur la figure 2, les solutions correspondent aux intersections de cette courbe avec une droite parallèle à l'axe et d'ordonnée :

$$\frac{A_1 A_2}{A_1 d_1} - \frac{A_1 + A_2}{2d_1^{-1}}$$

Trois types de modes sont susceptibles d'exister :

- modes localisés à l'interface,
- modes de surface dans une couche, de volume dans l'autre,
- mode de volume dans les deux couches.

Nous allons étudier rapidement les propriétés et les conditions d'existence de ces différents types de mode.

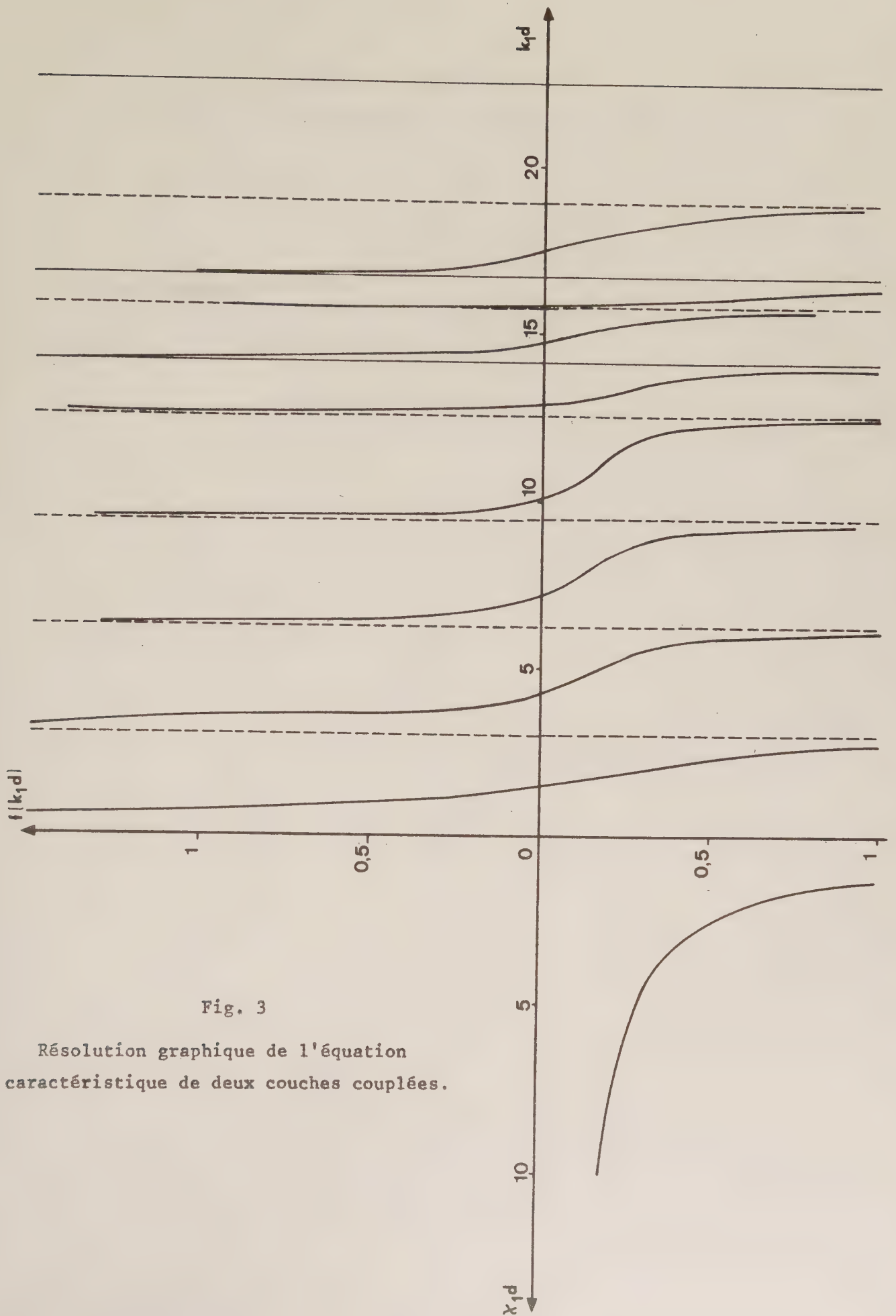


Fig. 3

Résolution graphique de l'équation
caractéristique de deux couches couplées.

a) modes localisés à l'interface.

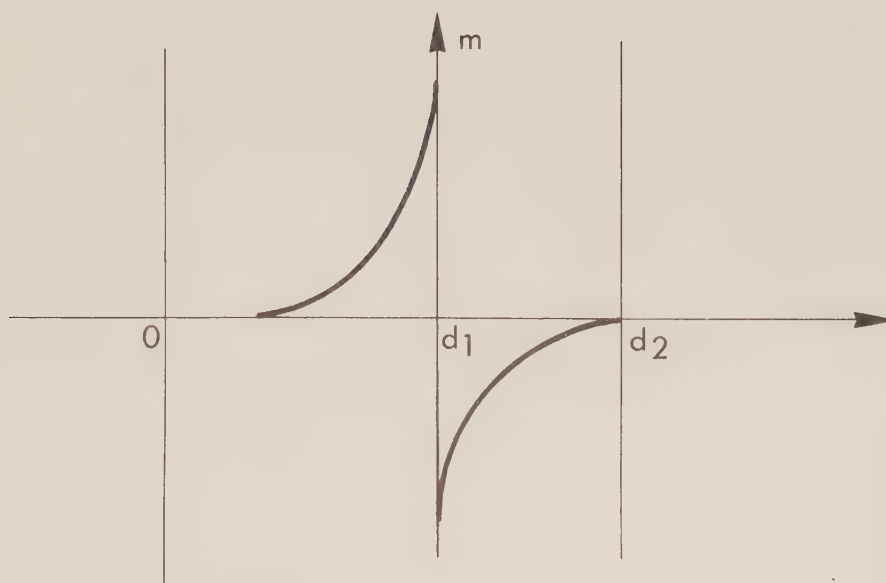
Ce type de mode correspond à des vecteurs d'ondes $k_1 = i \chi_1$
 $k_2 = i \chi_2$.

L'expression (II-19) s'écrit alors :

$$f(\chi_1 d) = -A_2 \frac{\coth \chi_1 d_1}{\chi_1 d_1} - A_1 \frac{\coth \chi_2 d_2}{\chi_2 d_1}$$

Les fonctions $\coth$ étant toujours positives, il est clair que le problème n'a de solution que si la quantité

$$\frac{A_1 A_2}{A_{12}} - \frac{a}{2} (A_1 + A_2)$$



est négative.

C'est-à-dire si $\frac{2A_1 A_2}{(A_1 + A_2)a} < A_{12}$ ou bien si $A_{12} < 0$.

La première possibilité représente un couplage ferromagnétique entre les deux couches, ce couplage doit être plus grand que la moyenne des constantes d'échange dans les deux couches.

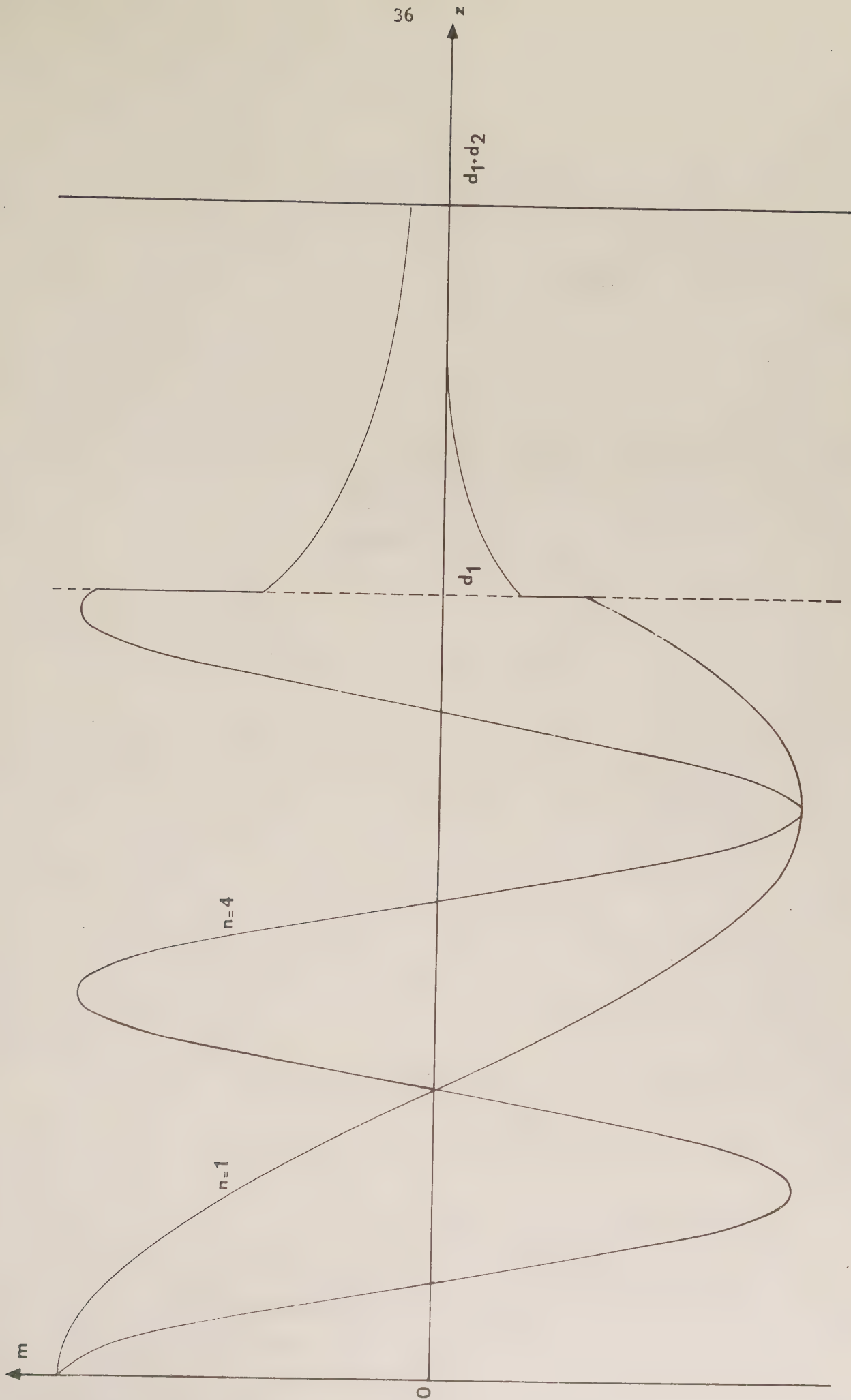


Fig. 4

La seconde possibilité (A_{12} négatif) correspond à un couplage anti-ferromagnétique entre les deux couches. Il est peut être possible de réaliser un couplage de ce type, il se pose alors un problème délicat quant à l'équilibre statique du système ; il est probable qu'il se forme un domaine à l'interface de manière à minimiser l'énergie d'échange.

Quoi qu'il en soit ce type de mode localisé à l'interface n'a jamais été observé expérimentalement.

b) mode de surface volume.

Ce type de mode correspond à un vecteur d'onde réel dans un des milieux, soit k_1 et à un vecteur d'onde imaginaire $k_2 = i \chi_2$ dans l'autre.

Les champs appliqués doivent satisfaire l'inégalité :

$$\frac{\omega}{\gamma_2} + 4\pi M_2 < H_{app} < \frac{\omega}{\gamma_1} + 4\pi M_1$$

L'équation (II-19) devient :

$$f(k_1 d) = A_2 \frac{\cotg k_1 d_1}{k_1 d_1} - A_1 \frac{\coth \chi_2 d_2}{\chi_2 d_1}$$

Des solutions existent quel que soit le signe de A_{12} . Les mouvements de l'aimantation dans la couche 2 sont d'autant plus localisés près de l'interface que χ_2 est grand, c'est-à-dire que le champ appliqué est grand. Ce phénomène est mis en évidence sur la figure 4 où nous avons représenté l'amplitude du mouvement de l'aimantation pour les modes 2 et 5 en supposant un couplage complet entre les couches.

Il est intéressant d'étudier l'influence de la valeur du paramètre de couplage A_{12} sur la position des modes. La figure 5 montre les déplacements du vecteur d'onde k_1 par rapport à la position découplée en fonction du paramètre de couplage.

Les champs de résonance sont donnés par la relation de dispersion :

$$H_{app} = \frac{\omega}{\gamma_1} + 4\pi M_1 - \frac{2A_1}{M_1} k_1^2$$

et sont représentés sur la figure 6 en fonction de la valeur du couplage.

Les figures 5 et 6 montrent que les positions des modes sont très sensibles à la valeur du couplage pour des couplages faibles, tandis qu'elles le sont beaucoup moins pour des couplages forts. Il est clair que la mesure des déplacements des champs de résonance peut fournir

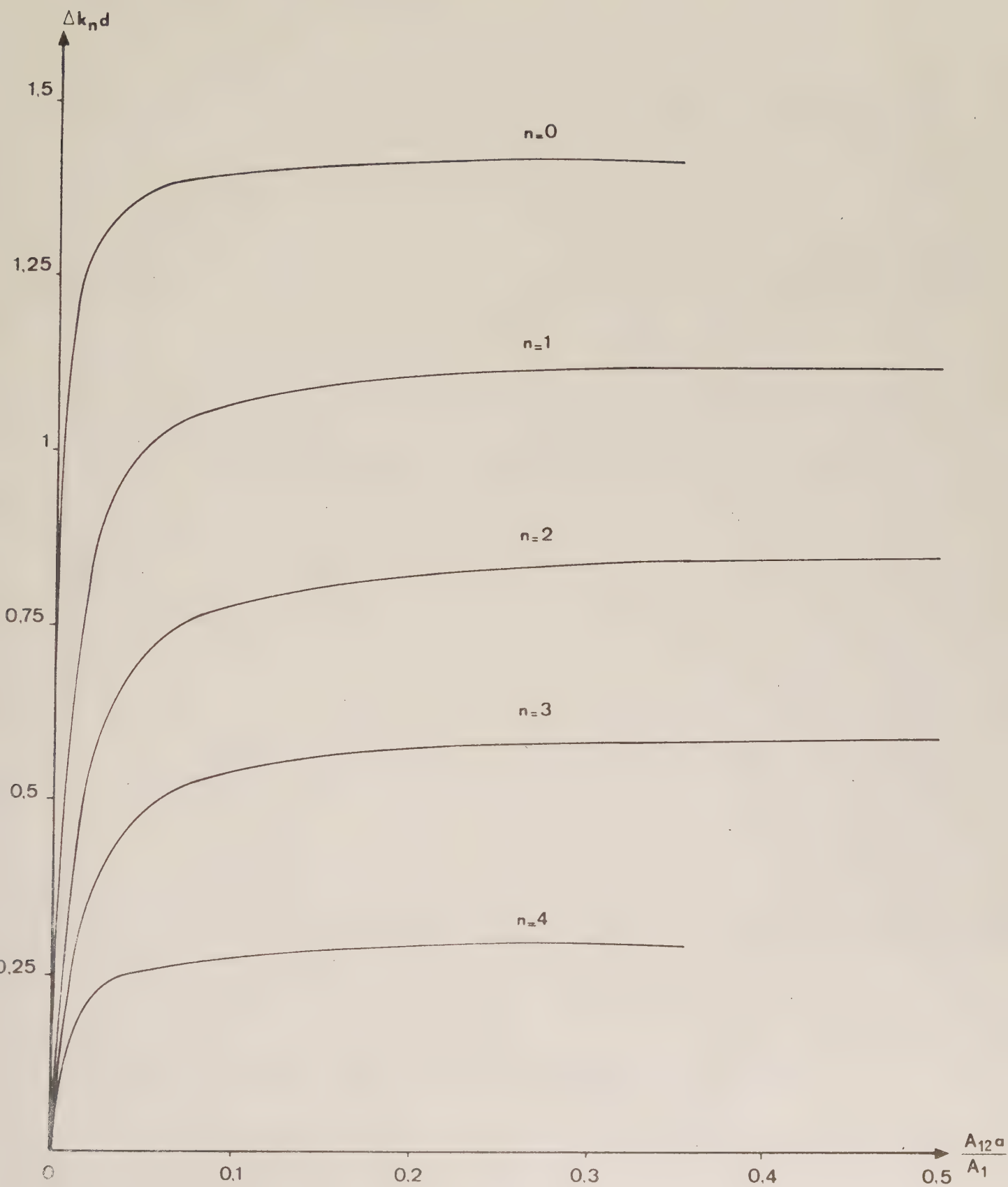


Fig. 5

Déplacement des vecteurs d'onde résonnants
en fonction du couplage.

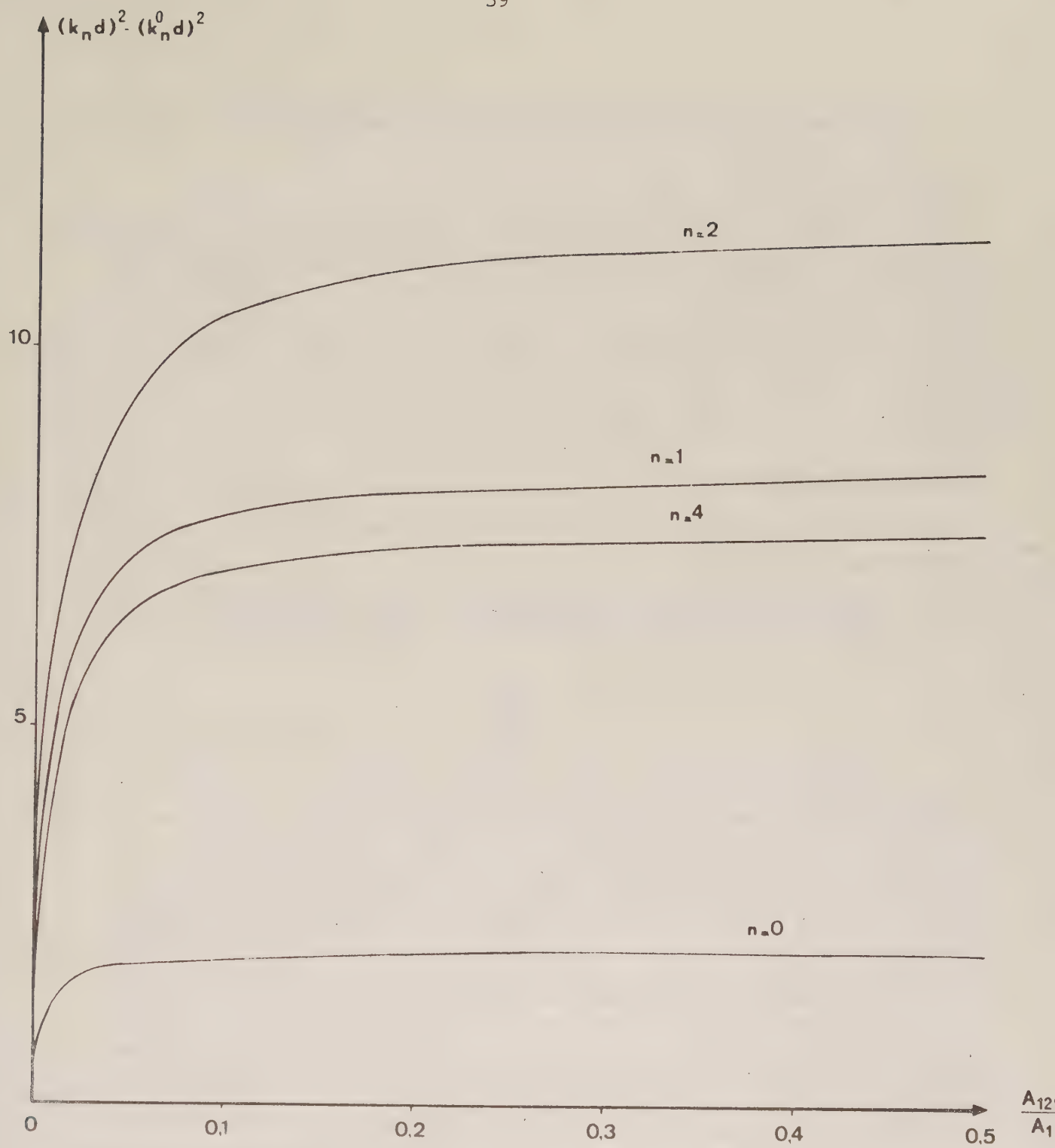


Fig. 6

Déplacement des champs de résonance en fonction du couplage.

une mesure précise du couplage entre les deux couches dans le cas des couplages faibles ($\frac{A_{12}^2}{A} < 30 \%$).

Il est intéressant d'étudier, pour un couplage donné, le déplacement des champs de résonance par rapport aux modes découplés en fonction de l'épaisseur des couches.

Les positions des modes de résonance sont données par :

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_1 + \frac{2A_1}{M_1 d_1^2} (k_{1n}^2 d^2)$$

Si le rapport d_1/d_2 est constant, les solutions $k_{1n} d_1$ de l'équation (II-17) ne dépendent pas de d_1 . Le déplacement des modes varie alors avec l'épaisseur d_1 suivant une loi en $1/d_1^2$, c'est-à-dire que ce déplacement est d'autant plus grand que l'épaisseur est faible. Cependant si l'épaisseur de la couche d_1 diminue, le nombre de modes observables diminue

$$n \leq \left[\frac{\omega M d^2}{\gamma 2 A \pi^2} \right] \frac{1}{2}$$

Une mesure de couplage entre deux couches se fera en deux temps : d'abord avec des couches épaisses (d de l'ordre de 3 ou 4 000 Å) de manière à voir si les positions des modes suivent bien la loi (II-30) et pour estimer la valeur du couplage, ensuite avec des couches plus minces ($d_1 \approx 1\,000$ Å) pour déterminer le couplage avec une grande précision.

c) Mode de volume dans les deux couches.

Lorsque le champ appliqué est plus petit que $\frac{\omega}{\gamma_2} + 4\pi M_2$, les deux vecteurs d'ondes k_1 et k_2 sont réels. Les solutions correspondantes sont oscillantes dans les deux couches, elles existent quel que soit le signe de A_{12} . Les déplacements des modes sont ici aussi une fonction du couplage entre les couches. Il faut noter que seules des solutions de ce type sont observables lorsque les matériaux constituant les deux couches sont identiques.

II-2-2-2. Cas d'une polarisation quelconque.

Dans le cas où les deux matériaux constituant la couche multiple sont identiques, les ondes k_3 et k_4 de l'approximation magnétostatique restent découplées quel que soit l'angle de polarisation de la couche, l'équation caractéristique est alors exactement identique au cas perpendiculaire :

$$\cotg k d_1 + \cotg k d_2 = \left(\frac{A_1}{A_{12}} - \alpha \right) k \quad (\text{II}, 20)$$

La relation entre les vecteurs d'ondes et les champs appliqués est cependant un peu plus compliquée :

$$H_{\text{app}} \cos(\theta - \phi) - 4\pi M \cos^2 \theta = \left[(2\pi M \sin^2 \theta)^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - 2\pi M \sin^2 \theta - \frac{2A}{M} k^2$$

où θ et ϕ sont reliés par l'expression :

$$\frac{H_{\text{app}}}{2\pi M} = \frac{\sin 2\theta}{\sin(\theta - \phi)} \quad (\text{II}, 21)$$

Dans le cas où les deux matériaux sont différents, il se pose un problème quant à l'équilibre statique du système : en effet l'équation (II-21) montre que pour un angle ϕ donné, l'angle que fait l'aimantation avec la normale au plan du film n'est pas le même dans les deux couches. Il est probable qu'il se forme alors un domaine assurant une rotation continue de l'aimantation de part et d'autre de l'interface. D'autre part, les deux ondes k_3 et k_4 sont couplées par les conditions de raccordement à l'interface. Ce problème sera étudié en détail dans un cas particulier (couche de Py-Ni) au chapitre V.

II-2-3 INFLUENCE DES PERTES.

Dans les sections précédentes nous avons négligé tout amortissement des ondes par des phénomènes autres que les courants de Foucault ; c'est-à-dire que nous avons supposé que le milieu ne présentait pas de pertes magnétiques. Cela se traduit par le passage à l'infini de la susceptibilité de spin. En fait, celle-ci est naturellement limitée par des termes d'amortissement qui introduisent une partie imaginaire dans la susceptibilité. Il n'existe pas de théorie rigoureuse de la relaxation ferromagnétique, mais plusieurs théories phénoménologiques ont été proposées pour représenter l'amortissement. Pour cela on ajoute à l'équation du mouvement de l'aimantation un terme supplémentaire qui tend à ramener l'aimantation vers sa position d'équilibre. Pour la présente étude, nous prendrons ce terme sous la forme simple due à Gilbert [28] :

$$-\lambda' M \wedge \frac{\delta M}{\delta t}$$

La relation de dispersion du milieu infini (I-12) devient alors :

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right) [1 - i\alpha M] = H_i + \frac{2A}{M} k^2 \quad (\text{II}, 22)$$

avec $\alpha = \lambda' \gamma$.

Pour traiter le problème d'un milieu limité, on est amené à supposer que la pulsation aussi bien que les vecteurs d'ondes sont complexes :

$$\omega = \omega' + i\omega''$$

$$k = k' + ik''$$

En identifiant les parties réelles et imaginaires dans (II-22), on a les deux équations :

$$\frac{\omega'}{\gamma} [1 + \alpha^2 M^2] = H_i + \frac{2A}{M} (k'^2 - k''^2) - \frac{4A}{M} \alpha M k' k''$$

$$\omega'' = \left[\alpha M \omega' + \frac{4A}{M} k' k'' \right]$$

L'équation caractéristique (II-17) reste valable à condition de considérer les vecteurs d'ondes k_1 et k_2 comme des nombres complexes. Cette équation se scinde alors en deux équations (partie réelle et partie imaginaire).

On remarque cependant que lorsque les deux matériaux ont les mêmes taux de relaxation ($\alpha_1 M_1 = \alpha_2 M_2$), ces équations peuvent être résolues avec des vecteurs d'ondes purement réels ou bien purement imaginaires : les transferts d'énergie entre les deux couches sont nuls en moyenne. L'équation caractéristique est alors rigoureusement identique au cas sans pertes. Les champs de résonance sont simplement déplacés de la quantité $\frac{\omega}{\gamma} \alpha^2 M^2$. Il est facile d'estimer l'ordre de grandeur de cette quantité en se basant sur les largeurs de raies mesurées des modes. Pour une largeur de raie de 50 Oe, le déplacement est inférieur à 0,2 oersted, donc parfaitement négligeable.

Si les deux matériaux ont des taux de relaxation différents, il y a transfert d'énergie de la couche ayant les pertes les plus faibles vers la couche ayant les pertes les plus grandes. Dans ce cas les vecteurs d'ondes dans les deux couches sont obligatoirement complexes ; si les pertes dans les matériaux sont faibles, les équations caractéristiques avec pertes et sans pertes sont très voisines sauf autour des pôles de l'expression (II-19). Ces pôles disparaissent, ce qui est une conséquence classique de l'introduction des pertes dans les problèmes de propagation. Nous pouvons donc conclure que l'étude du paragraphe (II-2) est valable pour des couches composées de matériaux présentant des taux de relaxation assez voisins.

Dans le cas où les pertes dans les deux matériaux seraient très différentes, les champs de résonance doivent être calculés en employant la formulation complexe.

II-2-4. INTENSITES DES MODES.

La plus grande partie de notre travail expérimental est basé sur la mesure des champs de résonance des modes. Il peut cependant être utile d'estimer l'amplitude de l'excitation de ces modes.

En principe le calcul des intensités ne peut se faire que par la résolution complète des équations en introduisant les pertes. Cependant nous emploierons un calcul approximatif proposé par Sparks [29].

La puissance I_n transférée au $n^{\text{ème}}$ mode normal à la résonance pour un échantillon dans un champ magnétique h_{rf} est :

$$I_n = \left(\int dr h_{rf} \cdot \frac{\delta M_n}{\delta t} \right)_{\text{moyenne}}$$

$$= \omega_n c_n \int h_{rf} \cdot m_n dr$$

La densité d'énergie emmagasinée dans le $n^{\text{ème}}$ mode est proportionnelle à $c_n^2 |m_n|^2$, la puissance dissipée est donc :

$$\frac{c_n^2}{\tau_n} \int m_n^2 dr \quad (\text{si } \tau_n \text{ est le taux de relaxation du mode})$$

Cette puissance dissipée doit être égale à la puissance fournie par le champ excitateur, on peut alors calculer le coefficient c_n :

$$c_n = \tau_n \omega_n \int dr h_{rf} \cdot m \bigg/ \int dr |m_n|^2$$

et avec cette valeur :

$$I_n = \frac{\omega_n^2}{\Delta H_n} \bigg| \int dr h_{rf} \cdot m_n \bigg|^2 \bigg/ \int dr |m_n|^2 \quad (\text{II,23})$$

où $\Delta H_n = 1/\tau_n$ est la largeur de raie du $n^{\text{ième}}$ mode.

Dans une expérience classique, l'échantillon est placé dans une cavité et on mesure l'énergie réfléchie par cette cavité en fonction du champ magnétique continu H .

La puissance réfléchie par une cavité est liée à son coefficient de surtension :

$$\frac{P_r}{P_i} = \left(\frac{Q + Q_e}{Q + Q_e} \right)^2$$

où Q_e est la surtension externe.

La variation du coefficient de surtension est liée à l'énergie dans la cavité :

$$\Delta \left(\frac{1}{Q} \right) \simeq - \frac{\Delta W}{W_0}$$

Si les variations de la puissance réfléchie sont petites, on peut employer un calcul différentiel et :

$$\frac{\Delta P_r}{P_r} \simeq 2 \Delta Q \cdot Q_e \left(\frac{Q - Q_e}{Q + Q_e} \right)$$

de sorte que

$$\frac{\Delta P_r}{P_r} \propto - \frac{\Delta W}{W_0}$$

Le terme ΔW n'est autre que la puissance dissipée dans l'échantillon à la résonance (II-23) ; c'est-à-dire que :

$$\Delta P_r \propto \frac{\omega_n^2}{\Delta H_n} \left| \int dr \, h \cdot m_n \right|^2 / \left| \int dr \, m_n \right|^2$$

Le champ d'excitation h_{rf} est pratiquement uniforme aux fréquences auxquelles nous avons travaillé. D'autre part, ce champ est polarisé rectilignement. Les variations de l'énergie réfléchie par la cavité de mesure sont alors simplement proportionnelles à :

$$(\Delta H_n)^{-1} \left| \int dr \, m_{xn} \right|^2$$

avec la condition de normalisation :

$$\int |m|^2 dr = 1$$

CHAPITRE III

PREPARATION ET CARACTERISATION DES COUCHES

TABLE DES MATIERES

	Page
III-1	CONDITIONS DE PREPARATION - CARACTERISATION DES ECHANTILLONS. 48
III-1-1	Condition d'évaporation. 48
III-1-2	Caractérisation structurale. 50
III-1-2-1	Préparation des échantillons sans substrat. 50
III-1-2-2	Microscopie électronique. 51
III-1-2-3	Réplique de surface. 52
III-1-3	Caractérisation magnétique. 52
III-1-3-1	Dispositif de mesure. 52
III-1-3-2	Relation de dispersion des ondes de spin. 54
III-1-3-3	Intensité des modes. 59
III-1-3-4	Largeur de raie des modes. 59
III-2	COUCHES POLYCRISTALLINES. 69
III-3	COUCHE A INTERMEDIAIRE D'OR. 72
III-3-1	Epitaxie de l'or sur mica. 72
III-3-2	Epitaxie du permalloy sur l'or. 76

	Page
III-4 COUCHE A INTERMEDIAIRE DE CUIVRE.....	77
III-4-1 Epitaxie du cuivre sur mica.....	77
III-4-2 Epitaxie du permalloy sur le cuivre.....	77
III-5 COUCHE A INTERMEDIAIRE D'ARGENT.....	79
III-5-1 Epitaxie de l'argent sur mica.....	79
III-5-2 Epitaxie du permalloy sur l'argent.....	82
III-6 COUCHE A INTERMEDIAIRE D'ARGENT RECRISTALLISE.....	84
III-6-1 Recristallisation de l'argent.....	84
III-6-2 Epitaxie du permalloy.....	87
III-7 CONCLUSION DE L'ETUDE DE LA FABRICATION DES COUCHES EPITAXIEES.....	87

Les études d'ondes de spin stationnaires dans les couches minces sont en général effectuées sur des couches polycristallines. Ce type de film est en effet la plus facile à fabriquer.

Il nous a semblé utile, dans le cadre de l'étude de phénomène de couplage entre films d'élaborer des films se rapprochant le plus possible d'une structure monocristalline.

III-1. CONDITIONS DE PREPARATION - CARACTERISATION DES ECHANTILLONS.

III-1-1. CONDITIONS D'EVAPORATION.

Les films sont préparés par évaporation thermique sous vide. Nous avons été amenés à travailler dans les trois gammes de vide :

- vide classique à diffusion (10^{-5} à 10^{-6} Torr). Un groupe à diffusion d'huile conventionnel avec piège à azote liquide est alors utilisé. Pendant l'évaporation, les deux tiers environ des gaz résiduels sont constitués par de la vapeur d'eau.

- vide classique ionique. On utilise alors un groupe avec pompe ionique de 400 l/s, l'évaporation a lieu pendant l'étuvage (150°C). La moitié environ des gaz résiduels est constituée par de la vapeur d'eau.

- ultra vide (10^{-9} Torr) ; le groupe de pompage est constitué par une pompe ionique de 400 l/s, un puits à sublimation de titane et un panneau cryogénique à azote liquide. Pendant l'évaporation, qui a lieu après un étuvage à 150°C , un quart seulement de la pression résiduelle provient de la vapeur d'eau.

L'évaporation des métaux utilisés (Au, Ag, Cu, Py, Ni) se fait à partir d'un creuset d'oxyde de béryllium chauffé par un filament de tantale. Les métaux utilisés sont de pureté 99,999. Les substrats sont protégés avant et après l'évaporation par un cache mobile. La vitesse de dépôt est contrôlée par un quartz (Sloan Omni II) placé à proximité des substrats. La vitesse de dépôt, commandée par le courant de chauffage dans le filament de tantale a été modifiée entre $0,5 \text{ \AA/s}$ et $20 \text{ \AA/s}$ suivant les cas.

Le porte substrat chauffant est constitué par une plaque d'acier inoxydable chauffée par un filament de tungstène isolé à l'alumine. La vitesse maximale de montée en température est de l'ordre de 100°C par minute. La température du substrat est mesurée par un thermocouple dont l'extrémité est fixée sur la plaque d'inox à proximité des substrats. La température du substrat pendant l'évaporation peut varier de la température ambiante jusqu'à 550°C .

Les substrats utilisés sont :

- du verre corning dans le cas de film polycristallin. Le verre est nettoyé par agitation ultra-sonique dans l'alcool et dégazé en ultra vide pendant 24 heures à 400°C avant le dépôt.

- du mica muscovite ($\text{K}_2 \text{Al}_4 \text{Si}_6 \text{Al}_2 \text{O}_{20} (\text{OH})_4$) pour les films épitaxiaux. Le mica est clivé très soigneusement à l'air et placé immédiatement sous vide. Des essais comparatifs ont été effectués sur des échantillons de mica de différentes provenances (Brésil, Angola, Indes) et aussi sur des clivages différents. Les résultats obtenus sont sensiblement identiques.

III-1-2. CARACTERISATION STRUCTURALE.

Les dépôts sont essentiellement étudiés en microscopie et diffraction électronique en réflexion et surtout en transmission. L'étude en transmission avec le microscope dont nous disposons, impose une épaisseur inférieure à 1 500 Å, et nécessite l'obtention de couches sans substrat.

III-1-2-1. Préparation des échantillons sans substrat.

Les méthodes utilisées pour séparer les couches de leur substrat sont différentes suivant la nature du dépôt étudié.

a) Couche de Py sur verre.

La très forte adhérence de la couche sur le substrat rend difficile leur séparation. Nous sommes cependant parvenus en brisant le verre à plusieurs reprises après avoir fixé la couche par un vernis, à obtenir des petits morceaux de film. Le vernis est ensuite dissous dans l'acétone et l'échantillon récupéré sur une grille.

b) Couche d'or.

Les dépôts sont facilement détachés de leur substrat de mica par flottaison de l'ensemble dans l'acide fluorhydrique pur ou légèrement dilué. Les dépôts sont ensuite soigneusement rincés à l'eau distillée et recueillis sur grille. Des couches sans support de plusieurs mm² sont ainsi obtenues.

c) Couche d'argent.

Les couches d'argent peuvent être détachées de leur substrat par flottaison de l'ensemble dans l'acide fluorhydrique très dilué (40 %). Une autre méthode a aussi été utilisée : la couche est détachée du substrat par clivages successifs du mica à l'aide de ruban adhésif qui est ensuite dissous dans l'acétone.

d) Couche de cuivre.

Le cuivre se dégradant très rapidement à l'air libre, les couches de cuivre n'ont pas pu être observées directement en microscopie électronique. Nous avons alors observé le dépôt d'une mince couche d'or (300 Å environ) réalisé sur le cuivre. On peut espérer que le film d'or constitue une "réplique cristallographique" assez fidèle de la couche de cuivre. En particulier une bonne orientation de la couche d'or implique une bonne orientation de la sous-couche de cuivre.

e) Couche de permalloy sur métal intermédiaire.

Les dépôts de permalloy sont épitaxiés sur une couche intermédiaire d'Au, d'Ag, ou bien de Cu. Comme il n'existe pas de méthode simple permettant de séparer la couche de permalloy de la couche intermédiaire, nous avons soit observé les deux couches à la fois, soit employé la méthode de "réplique cristallographique" comme dans le cas précédent.

III-1-2-2. Microscopie électronique.

a) Micrographies en transmission.

Les micrographies en transmission ont été réalisées avec un microscope électronique à haute résolution (théoriquement ≈ 6 Å) fonctionnant sous une tension de 60 à 100 kV.

L'examen des micrographies permet d'étudier :

- la granulométrie du dépôt,
- la continuité des couches,
- les défauts cristallographiques : joints de grain, sous-joints, fautes d'empilement, macles et dislocations apparaissent sous forme de lignes contrastées ou de stries de formes géométriques.

b) Microdiffraction.

Les microdiffractions sont réalisées suivant les cas :

- avec un microscope à haute résolution. La surface étudiée est alors de quelques μ^2 . Ces études complètent les micrographies.

- avec un diffractographe travaillant sous 50 kV. L'étendue du faisceau est alors de $100 \mu^2$: la microdiffraction permet de mesurer l'orientation moyenne du dépôt.

III-1-2-3. Réplique de surface.

Nous avons utilisé une technique de fabrication des répliques mise au point par C. Sella, J.C. Martin, J. Escaig et M. Desforges [30].

L'emploi de tungstène rhodié déposé à la température de l'azote liquide à partir d'une source ponctuelle et dans un groupe à ultra vide permet une résolution de quelques Å.

Les répliques ont été observées au moyen d'un microscope électronique "Phillips EM 300" de résolution limite 2 à 3 Å. Ces observations ont été effectuées au Laboratoire de Microscopie Electronique Appliquée à la Biologie (Paris).

III-1-3. CARACTERISATION MAGNETIQUE.

Les mesures effectuées sur les couches consistent essentiellement en l'étude des spectres de résonance d'ondes de spin stationnaires.

III-1-3-1. Dispositif de mesure.

Les résonances d'ondes de spin sont étudiées à l'aide d'un spectromètre homodyne classique. Le champ magnétique continu, modulé à basse fréquence, afin de permettre une détection synchrone est mesuré à l'aide d'un dispositif à résonance nucléaire. Le champ appliqué à l'échantillon est

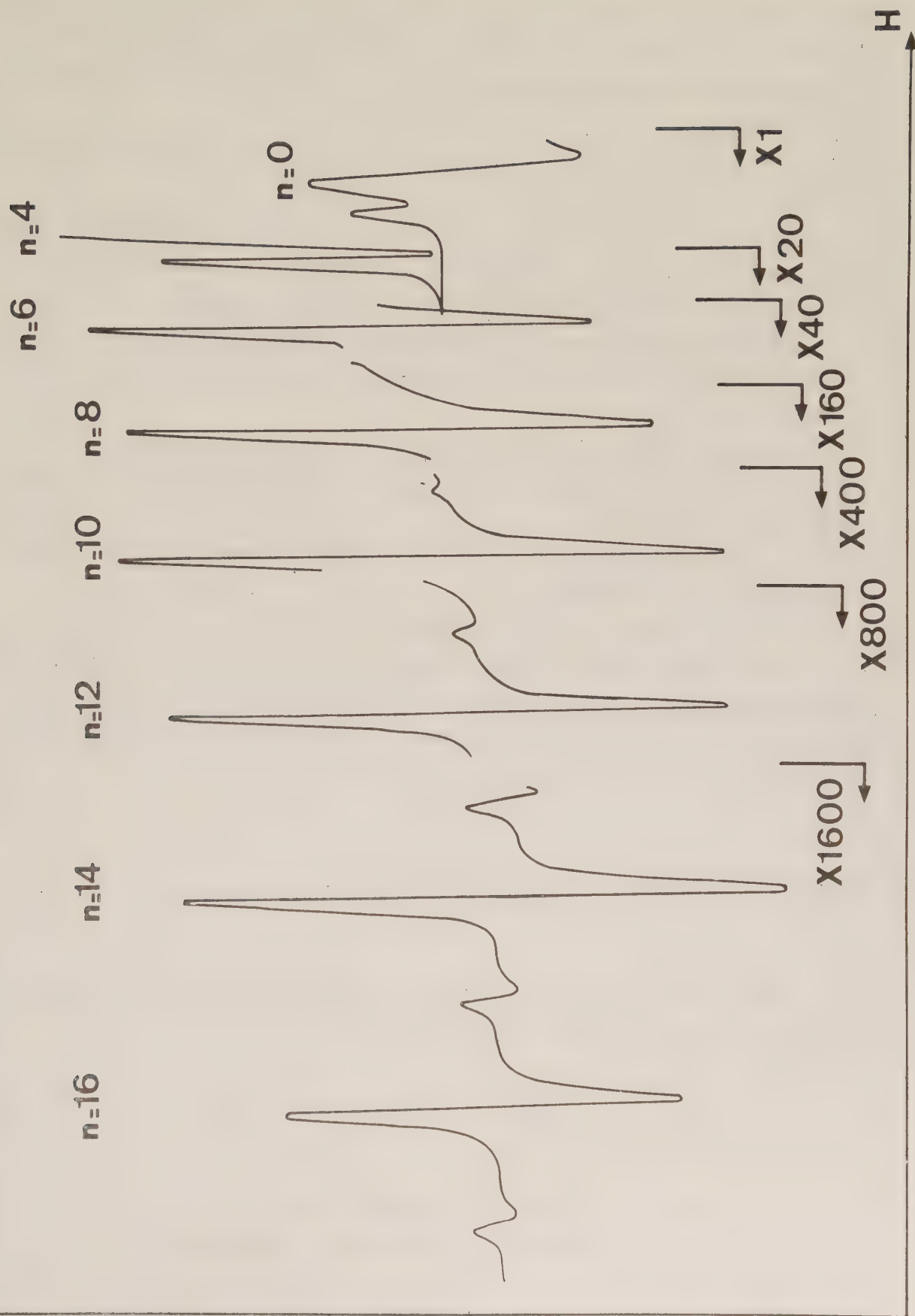


Fig. 7

ainsi connu à $\pm 0,5$ oersted près en valeur absolue. L'échantillon à étudier est placé sur la paroi circulaire d'une cavité TE_{111} , le spectromètre a alors une sensibilité dynamique de 60 dB. Pour chaque échantillon étudié nous relevons :

- le spectre d'absorption en fonction du champ magnétique appliqué, c'est-à-dire la puissance réfléchie par la cavité.

- la dérivée du signal d'absorption (détection synchrone). Cette dérivée permet une mesure très précise des champs de résonance et des largeurs de raie des modes d'ondes de spin faiblement excités.

Un spectre typique (en dérivée) est représenté sur la figure 7. Il s'agit d'un film polycristallin déposé sur verre en ultra vide et d'épaisseur $4\ 350\ \text{\AA}$.

Les caractéristiques essentielles d'un tel spectre sont :

- la loi de dispersion des ondes de spin, c'est-à-dire la valeur des champs de résonance.

- l'intensité des modes ; c'est-à-dire l'énergie absorbée par l'échantillon aux résonances.

- la largeur de raie des modes.

Nous allons étudier successivement ces trois aspects de manière à définir des critères de qualité pour les films que nous fabriquons. Ces critères nous seront très utiles pour la mise au point de la fabrication et le choix de la méthode de dépôt que nous utiliserons.

III-1-3-2. Relation de dispersion des ondes de spin.

Nous avons vu que dans une couche simple, les valeurs des vecteurs résonnants sont données par l'expression :

$$k_n = \frac{n\pi}{d} + \frac{2K_s}{An\pi} \quad (\text{III-1})$$

où K_s est l'anisotropie de surface supposée faible.

Les champs de résonance en polarisation perpendiculaire :

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \frac{2An^2\pi^2}{M d^2} - \frac{8K_s}{Md}$$

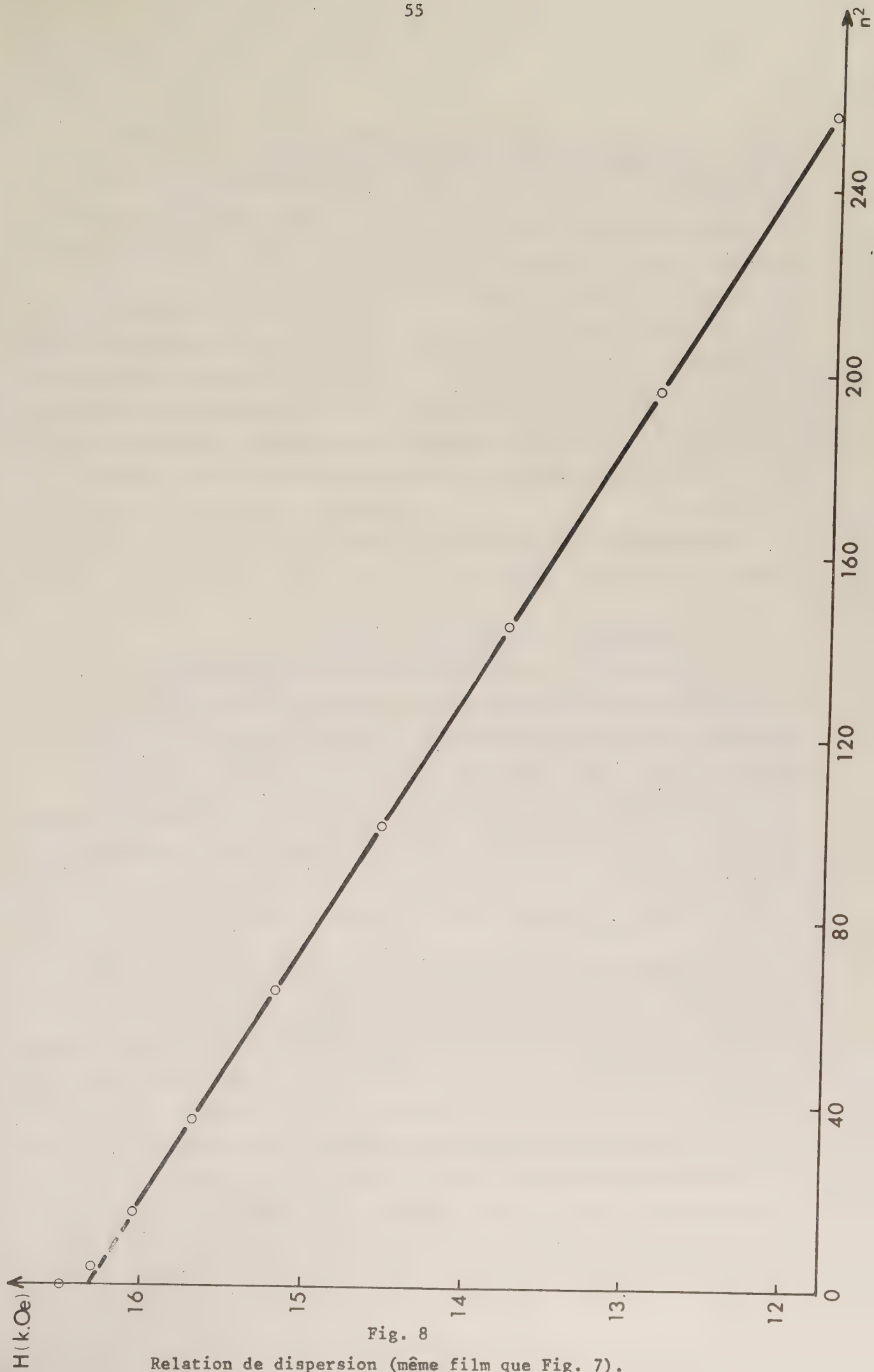


Fig. 8

Relation de dispersion (même film que Fig. 7).

sont alors une fonction quadratique du numéro du mode n . Les champs de résonance sont déplacés vers les champs faibles par l'anisotropie de surface.

Expérimentalement, une loi purement quadratique n'a jamais été observée sur tout le spectre. La loi de variation des champs de résonance H_n en fonction du carré du numéro du mode est représentée sur la figure 8. La loi est parfaitement quadratique pour les modes d'ordre supérieur à $n = 6$ (ce qui correspond à une longueur d'onde de $d/3$) ; les modes d'ordre inférieur présentent des champs de résonance trop élevés, la déviation étant d'autant plus accentuée que l'ordre du mode est petit. Pour le film présenté, le mode d'ordre 4 se trouve à 4 oersteds au-dessus de l'extrapolation de la loi quadratique, le mode d'ordre 2 à 22 oersteds et le mode d'ordre 0 à 140 oersteds.

De nombreuses hypothèses ont été avancées pour expliquer ce comportement :

a) Influence des ondes électromagnétiques.

L'approximation que nous avons employée pour établir la formule (III-1, cf Ch. I) n'est pas valable au voisinage de la résonance gyromagnétique, c'est-à-dire pour les modes d'ordre bas, nous avons en effet négligé l'aspect électromagnétique du problème. Plusieurs auteurs ^[31], ^[32] ont effectué le calcul complet de l'absorption d'une couche mince métallique. Ces calculs montrent que les positions des pics d'absorption sont pratiquement les mêmes que ceux donnés par la formule (III-1).

b) Pinning statique.

Une hypothèse très souvent employée est la présence d'un blocage plus ou moins ferme des spins sur les surfaces du film. Ce blocage est représenté par une anisotropie de surface du même type que celle introduite précédemment mais pouvant atteindre des valeurs beaucoup plus élevées. L'origine d'un tel blocage n'a jamais été bien expliquée, l'hypothèse d'une très mince couche d'oxyde antiferromagnétique a été proposée ^[31].

Si l'anisotropie de surface est grande, le développement de la fonction tangente utilisée pour établir la formule (III-1) n'est pas valable pour les modes d'ordre bas pour lesquels le déplacement est moins important que prévu par la formule (III-1). Cependant pour rendre compte des déplacements couramment observés sur les modes d'ordre élevé, par exemple

150 Oe, la valeur de l'anisotropie de surface serait de l'ordre de 1 erg/cm^2 . Cette valeur très élevée correspond à de fortes intensités pour les modes de résonance $|^3|$; les intensités observées dans nos films étant très faibles, ce modèle ne peut pas être appliqué.

c) Pinning dynamique.

Une théorie proposée par Kooi $|^4|$ suppose l'existence de couches de transition à proximité des surfaces du film. L'énergie libre de ces couches étant différente de l'énergie libre à l'intérieur du film. Dans certaines conditions les couches de surface sont alors à la coupure, lorsque les ondes de spin stationnaires sont excitées dans le film. Il peut en résulter un blocage de l'aimantation.

Nous avons réalisé expérimentalement cette situation en étudiant le couplage entre film de permalloy et film de nickel (Cf Ch V). Nous ne développerons pas plus avant ce modèle ici.

d) Modèle de champ interne inhomogène.

Portis $|^5|$ a proposé une généralisation du modèle précédent en supposant une répartition non uniforme de l'aimantation à l'intérieur de la couche.

Nous avons développé une méthode de calcul approximative valable dans le cas de faibles inhomogénéités. Nous supposons que le champ magnétique interne n'est pas constant. La variation de ce champ peut provenir d'une variation de l'aimantation comme l'a suggéré Portis, mais peut aussi bien avoir d'autres causes (variation du champ démagnétisant dans l'épaisseur de la couche par exemple).

Le développement du calcul est reporté à l'annexe B ; nous ne rappelons ici que les résultats essentiels.

L'équation du mouvement de l'aimantation :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge (\vec{H}_i + \Lambda \nabla^2 \vec{M} + \vec{h}_d) \quad (\text{III}, 2)$$

où H_i est la partie statique du champ interne et h_d le champ démagnétisant hyperfréquence, peut être diagonalisée :

$$\nabla^2 m + \lambda m = 0$$

avec

$$\lambda = \frac{\sqrt{(2\pi M \sin^2 \theta)^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2} + H_i - 2\pi M \sin^2 \theta}{M \Lambda}$$

Le "potentiel effectif" λ est une fonction lentement variable de la coordonnée z' (axe perpendiculaire au plan de la couche). Pour les modes d'ordres élevés, les champs de résonance correspondent aux solutions de l'équation :

$$\langle \lambda \rangle = \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \quad (\text{III},3)$$

C'est-à-dire que la position des modes est la même que pour un film parfait à condition de remplacer le potentiel λ par sa valeur moyenne.

Pour les modes d'ordres bas, le développement complet du calcul nécessite la connaissance de la forme exacte de l'inhomogénéité. Cependant, on montre que le mode d'ordre le plus bas (résonance principale) n'est jamais très distant de la solution de

$$(\lambda)_{\max} \approx 0 \quad (\text{III},4)$$

En polarisation perpendiculaire, l'extrapolation de la loi quadratique des modes élevés jusqu'au mode zéro coupe l'axe au point :

$$H'_0 = \frac{\omega}{\gamma} + \langle 4\pi N_z M \rangle$$

de sorte que la différence :

$$H_0 - H'_0 \approx (4\pi N_z M)_{\max} - \langle 4\pi N_z M \rangle$$

fournit une valeur approchée de la valeur moyenne de l'inhomogénéité. D'autre part, la différence entre le champ H_0 et le champ H_α , à partir duquel la loi cesse d'être quadratique, fournit une valeur approchée de l'amplitude de l'inhomogénéité.

III-1-3-3. Excitation des modes.

L'excitation d'un mode est simplement proportionnelle au carré du module de la composante de Fourier de l'expression :

$$f(z') = \frac{1}{\alpha} \left(1 + \frac{\delta \lambda}{\langle \lambda \rangle} \right)$$

où α est l'ellipticité de l'onde et $\delta \lambda$ décrit les fluctuations du "potentiel effectif" autour de sa valeur moyenne.

La mesure du rapport des intensités des modes pairs et des modes impairs constitue donc une mesure de la symétrie de l'inhomogénéité par rapport au centre du film. D'autre part, la rapidité de décroissance de l'intensité des modes en fonction de leur numéro fournit des renseignements sur la forme de l'inhomogénéité.

III-1-3-4. Largeur de raie des modes.

Alors que beaucoup de travaux ont été consacrés aux positions et aux intensités, assez peu d'études concernent les largeurs de raie des modes de résonance. D'une manière générale, en polarisation perpendiculaire, les auteurs observent des largeurs de raie qui commencent par décroître puis augmentent avec le numéro du mode.

La variation de largeur de raie pour les premiers modes est très bien expliquée par les pertes dues aux courants de Foucault ; par contre l'augmentation de largeur de raie pour les modes d'ordre plus élevé a donné lieu à plusieurs hypothèses.

Wigen ^[36] a suggéré l'existence de variations de l'aimantation dans des plans parallèles à la couche ; les champs de résonance :

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} - 4\pi M - \frac{2A}{M} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \quad (\text{III},5)$$

sont alors différents pour différentes régions de la couche et l'on peut s'attendre à un élargissement inhomogène des raies, de l'ordre de $4\pi\delta M$, (δM étant l'écart quadratique moyen de l'aimantation). En fait les régions distinctes sont couplées entre elles par les forces d'échange et les forces dipolaires, ce mécanisme conduit à des largeurs de raie :

$$\Delta H_n = 1,8 \pi \frac{(4\pi\delta M)^2}{4\pi M} J_n$$

où J_n est une fonction croissante du vecteur d'onde. La largeur de raie est alors une fonction croissante du vecteur d'onde, c'est-à-dire du numéro du mode.

Phillips et Rosenberg ^[37] suggèrent que l'augmentation de la largeur de raie peut provenir simplement de variations d'épaisseur dans le plan de la couche. L'expression (III-5) montre que des régions d'épaisseurs différentes résonnent pour des champs différents. Si l'on ne tient pas compte d'un rétrécissement par couplage entre les différentes régions du film, ce mécanisme conduit à une largeur de raie de l'ordre de :

$$\Delta H_n = \frac{2A}{M} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 2 \frac{\Delta d}{d^3}$$

Phillips et Rosenberg en concluent que la relaxation "intrinsèque" peut être déduite de l'extrapolation de la courbe $H_n = f(n^2)$ vers $n = 0$; de cette manière ils obtiennent une "largeur de raie intrinsèque" de l'ordre de 2 oersteds pour du cobalt.

Plus récemment ^[38], on a observé des largeurs de raie quasiment constantes sur tout le spectre. Afin de clarifier la question, nous avons effectué une étude de l'influence de variations d'épaisseur sur les largeurs de raie des modes de résonance.

Dans ce but, nous avons préparé simultanément plusieurs échantillons

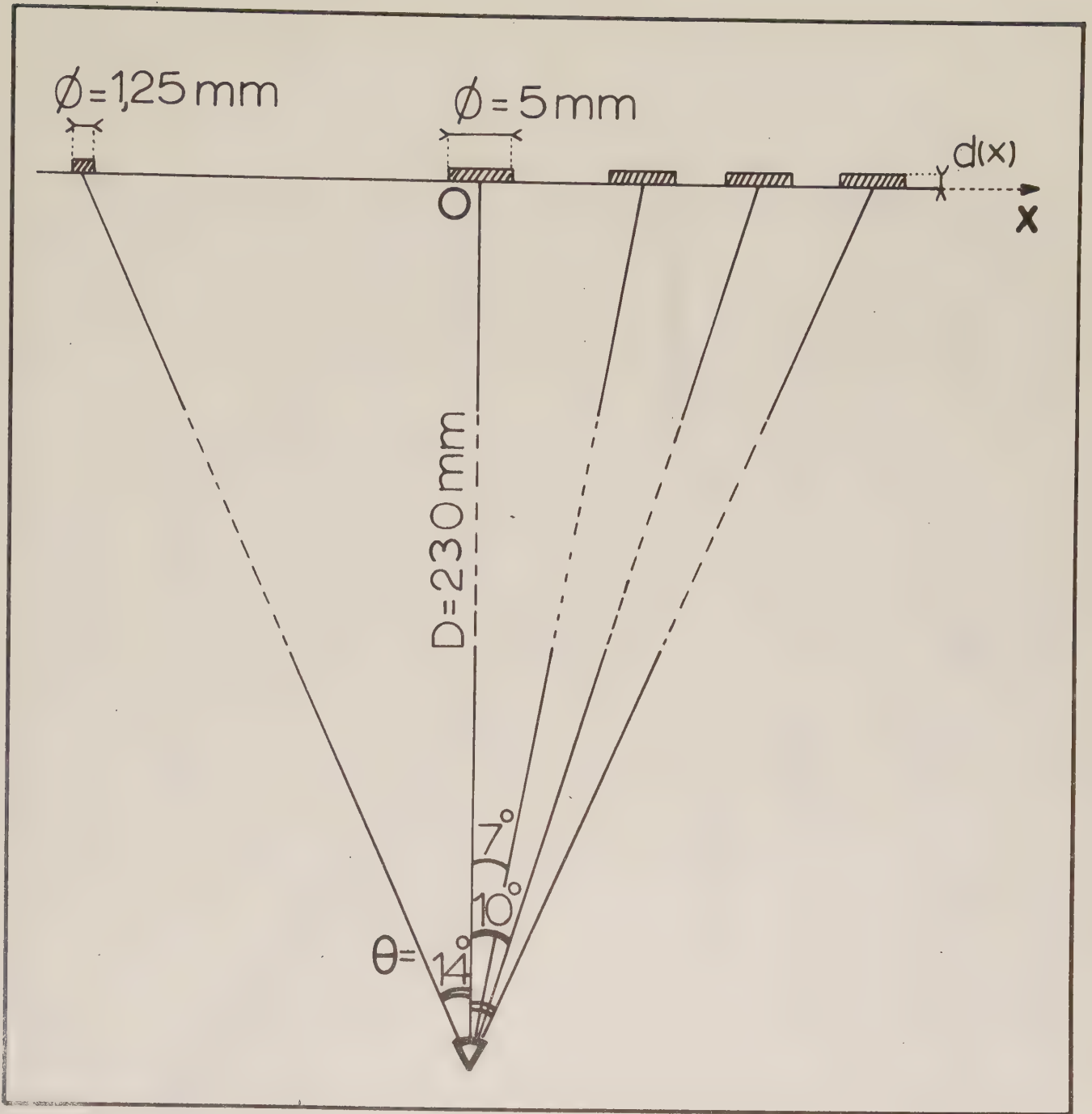


Fig. 9

Schéma de la disposition du système d'évaporation.

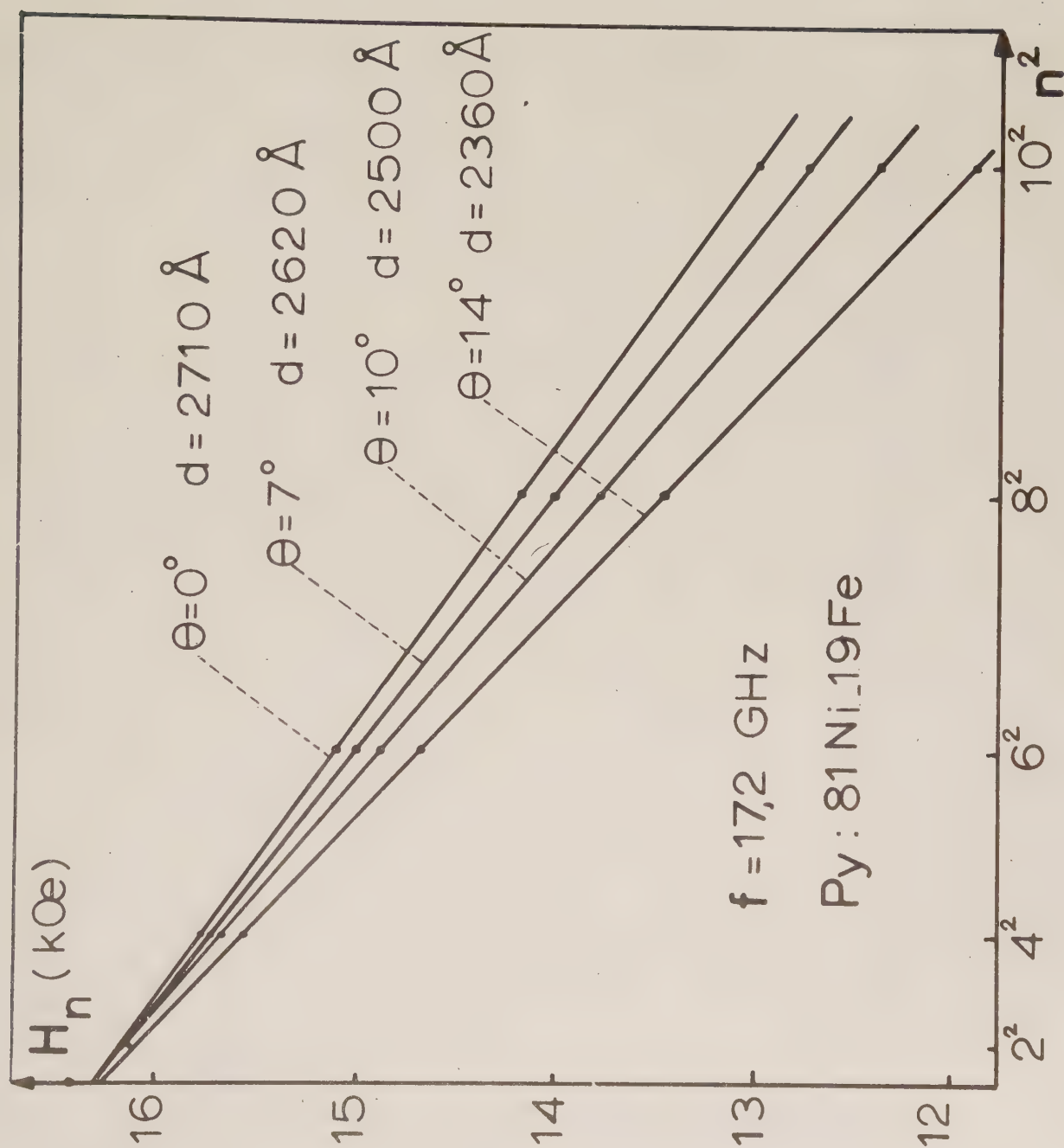


Fig. 10

Relation de dispersion pour différents angles d'évaporation.

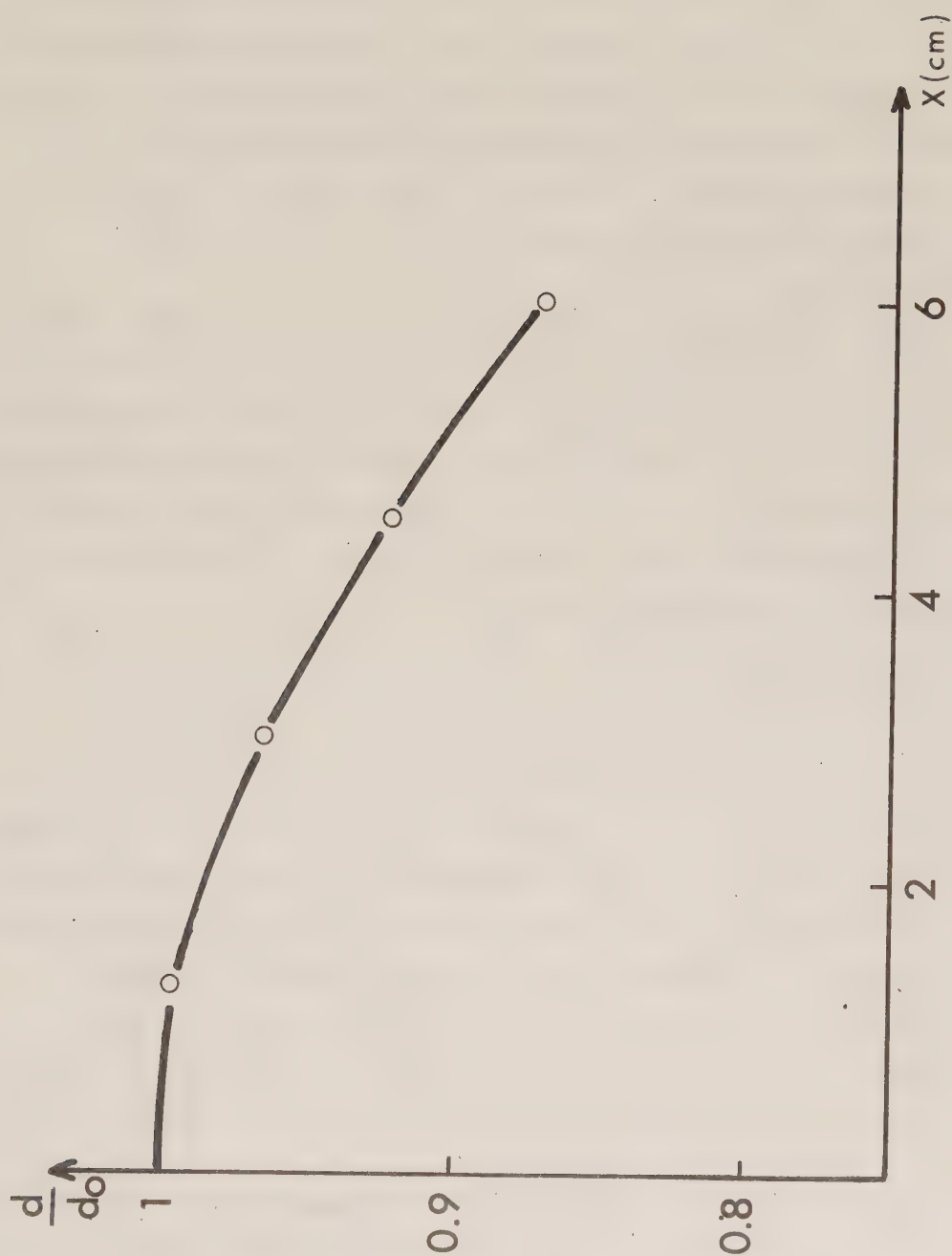


Fig. 11

Epaisseur moyenne des couches en fonction de la distance
à la normale au creuset.

avec des angles d'évaporation différents (Fig. 9) ; si nous supposons que le rayonnement du creuset est isotrope l'épaisseur du matériau déposé est proportionnelle à $\cos^2 \theta / r^2$ [39], où r est la distance entre le centre du creuset et le point considéré. Nous obtenons donc une série de films présentant des variations d'épaisseur d'autant plus grandes que l'angle d'évaporation est grand.

Remarquons tout d'abord qu'il est connu que les films évaporés sous incidence oblique peuvent présenter des caractéristiques magnétiques différentes de celles des films déposés sous incidence normale (anisotropie et champ coercitif notamment). Ce phénomène est dû à un mécanisme d'auto-ombrage et ne devient important que pour de grands angles d'évaporation [40]. Ici l'angle maximum utilisé est d'environ 14° et cet effet est absolument négligeable.

Les lois de dispersion de 4 films préparés avec des angles d'évaporation différents sont présentées sur la figure 10. Si nous supposons que la constante d'échange est la même dans tous les films, nous pouvons déduire avec une très bonne précision les variations des épaisseurs moyennes des pentes des droites $H_n = f(n^2)$. La loi d'évaporation ainsi déduite $d/d_0 = f(x)$ est représentée sur la figure 11 et est en très bon accord avec la loi prévue pour un rayonnement isotrope.

La figure 12 montre le mode $n = 10$ pour les différentes couches, l'élargissement de la raie lorsque le gradient d'épaisseur augmente est extrêmement net. Les variations de ΔH en fonction du numéro du mode pour des films circulaires de même diamètre et des angles d'évaporation variables sont représentées sur la figure 13. La figure 14 montre ces mêmes variations pour deux films de taille différente et un même angle d'évaporation. On voit que pour $\theta = 0$, c'est-à-dire pour un film situé exactement au-dessus du creuset, la largeur de raie est pratiquement constante ($\delta(\Delta H) < 5$ Oe). Pour les angles différents de 0 la largeur de raie augmente d'autant plus vite que l'angle est grand, (c'est-à-dire que la variation d'épaisseur est rapide). Pour un angle donné la largeur de raie augmente avec les dimensions de la couche.

Pour vérifier que l'accroissement de la largeur de raie est bien uniquement dû aux variations d'épaisseurs, nous avons effectué un calcul de l'énergie absorbée par la couche totale en supposant que chaque région de la couche résonne indépendamment.

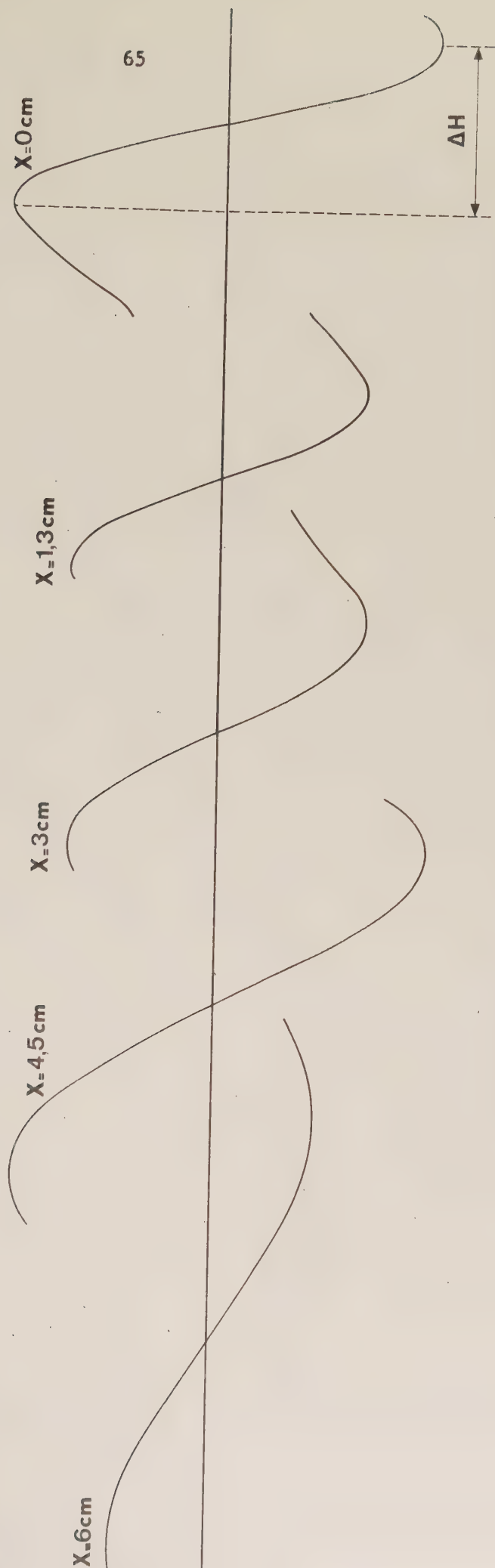


Fig. 12

Largeur de raie du
mode 10 en fonction de
la distance à la normale
au creuset.

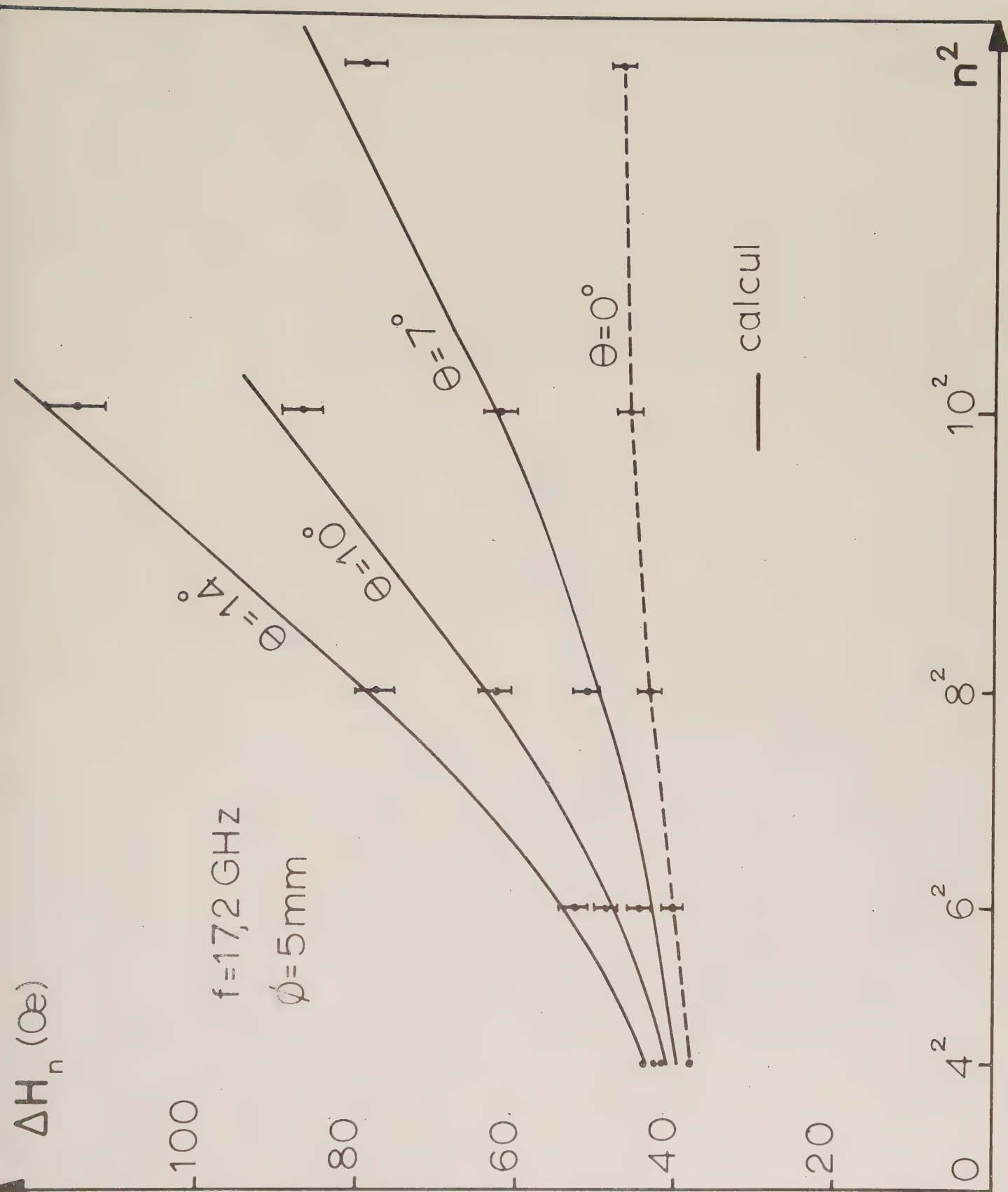


Fig. 13

Largeurs de raie pour différents
angles d'évaporation.

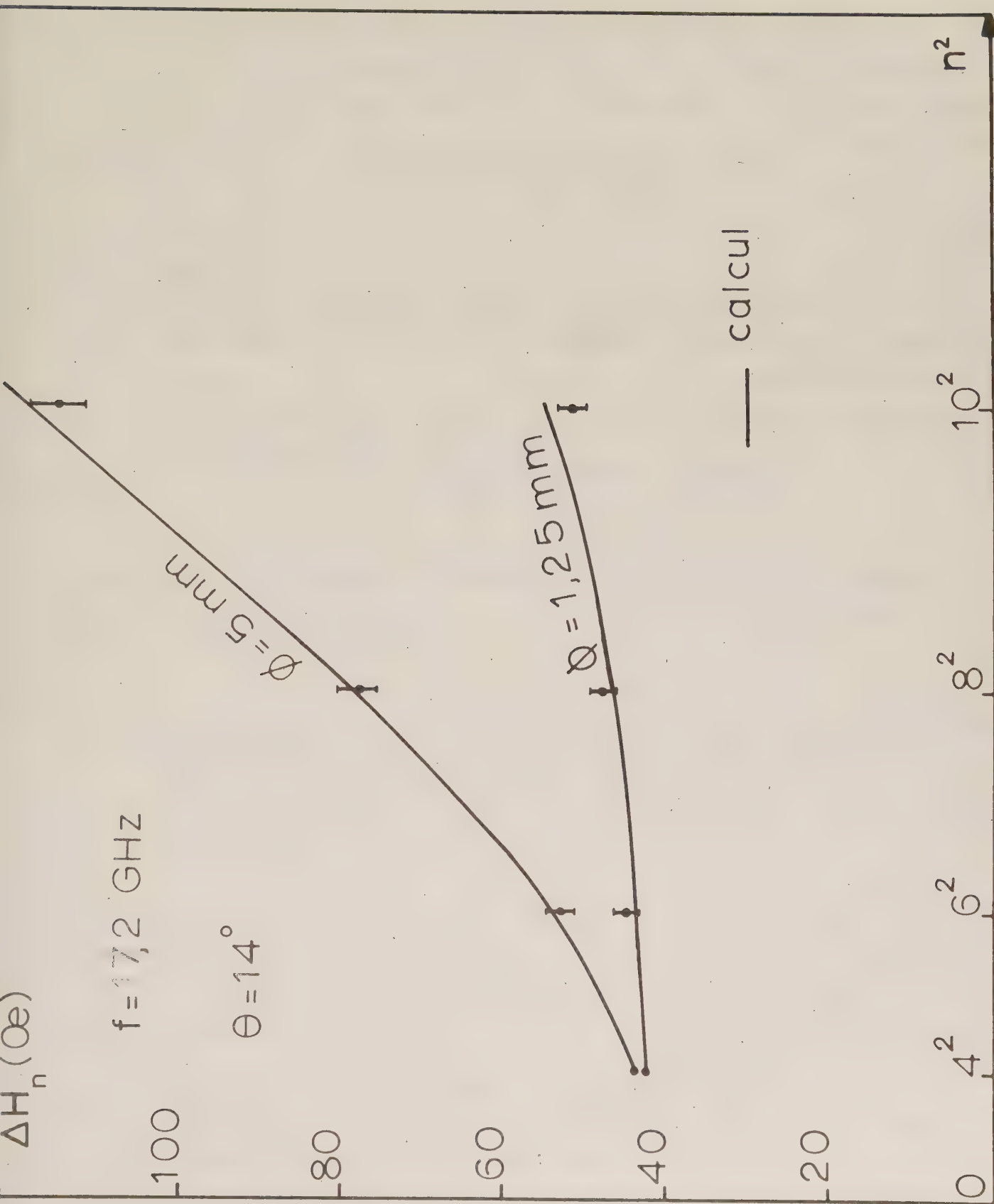


Fig. 14

Largeurs de raie pour deux couches de diamètres différents.

L'absorption d'un élément de surface autour du point r s'écrit :

$$\delta I_n = \frac{\Delta}{\Delta^2 + (H - H_n(r))^2} \delta H_n(r) \quad (\text{III},6)$$

où $H_n(r)$ représente le champ de résonance de l'élément de film situé au point r et Δ la largeur de raie intrinsèque ; ici H_n ne dépend que de l'abscisse (x) :

$$H_n(x) = \frac{\omega}{\gamma} - 4\pi M - \frac{2A}{M} \left(\frac{n\pi}{d_0} \right)^2 \left(1 + \left(\frac{x}{D} \right)^2 \right)^4$$

L'absorption du film est obtenue en intégrant l'expression (III-6) sur tout l'échantillon.

$$I_n = \frac{2A}{M} \left(\frac{n\pi}{d_0 D} \right)^2 \int_{\text{Surf.}} \frac{\Delta}{\Delta^2 + \left[H - \frac{2A}{M} \left(\frac{n\pi}{d_0 D} \right)^2 \left(1 + \left(\frac{x}{D} \right)^2 \right)^4 \right]^2} \left(1 + \frac{x}{D} \right)^3 ds$$

Cette intégrale a été évaluée numériquement par la méthode de Simpson à l'aide d'un calculateur ; les résultats de ce calcul sont comparés aux résultats expérimentaux sur les figures 13 et 14. L'accord est remarquable, cela montre notamment que les effets de couplage dans le plan de la couche sont très faibles.

Ces résultats montrent que les déductions sur la largeur de "raie intrinsèque" obtenues par extrapolation de la variation de la largeur de raie en fonction de n^2 n'ont aucun sens. En effet, en appliquant cette méthode, on voit que la valeur "intrinsèque" ΔH_0 peut varier de 2 oersteds à 35 oersteds suivant l'angle d'évaporation. Il faut donc être extrêmement prudent en ce qui concerne les largeurs de raie publiées dans la littérature.

Comme nous le verrons, certains films préparés sous incidence normale, n'en présentent pas moins une variation de ΔH , cette variation provient alors effectivement de la mauvaise qualité du film. Nous prendrons cependant bien garde de comparer les largeurs de raie de films fabriqués exactement dans les mêmes conditions géométriques.

Cette étude nous a montré aussi que la variation d'épaisseur entre les films positionnés différemment dans le porte substrat est loin d'être négligeable. Par exemple le rapport des épaisseurs de deux films situés à 1 cm de distance peut atteindre 0,996. Cette variation conduit à une différence de champ de résonance de 30 oersteds pour le mode d'ordre 6 d'une couche de 1 000 Å ; il faut bien prendre garde à ce phénomène lorsque l'on compare les champs de résonance des couches (notamment pour des mesures de couplage).

III-2. COUCHES POLYCRISTALLINES.

Les couches polycristallines ferromagnétiques ont été intensivement étudiées, aussi bien du point de vue structure que du point de vue des propriétés magnétiques. Nous n'avons pas fait d'étude systématique sur la fabrication de ce type de film ; nous avons en général utilisé les conditions d'évaporation suivantes :

- Température du substrat pendant le dépôt : $T \approx 200 - 300^\circ\text{C}$.
- Vitesse du dépôt : $\approx 10 \text{ Å/s}$.
- Vide pendant le dépôt : $\approx 10^{-8} \text{ Torr}$.

La micrographie de la figure 15 réalisée sur une couche de 1 500 Å déposée à 250°C montre que la taille des cristallites est très dispersée entre 200 et 2 000 Å. Les grains semblent colonnaires en très grande majorité. L'étude en microdiffraction montre qu'il existe une texture $|111|$ très faiblement marquée. Des essais de réplique de surface ont été faits sur ces dépôts ; les clichés montrent une surface très plane, la taille des défauts de surface étant inférieure à la limite de la résolution de la méthode utilisée.

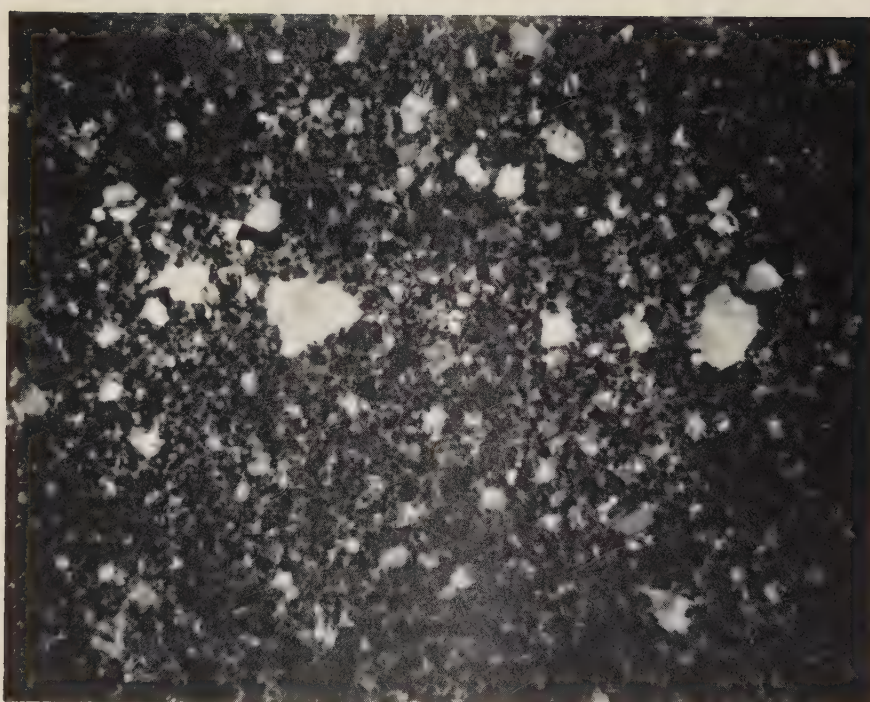


Fig. 15. MICROGRAPHIE D'UNE COUCHE DE PERMALLOY POLYCRISTALLIN

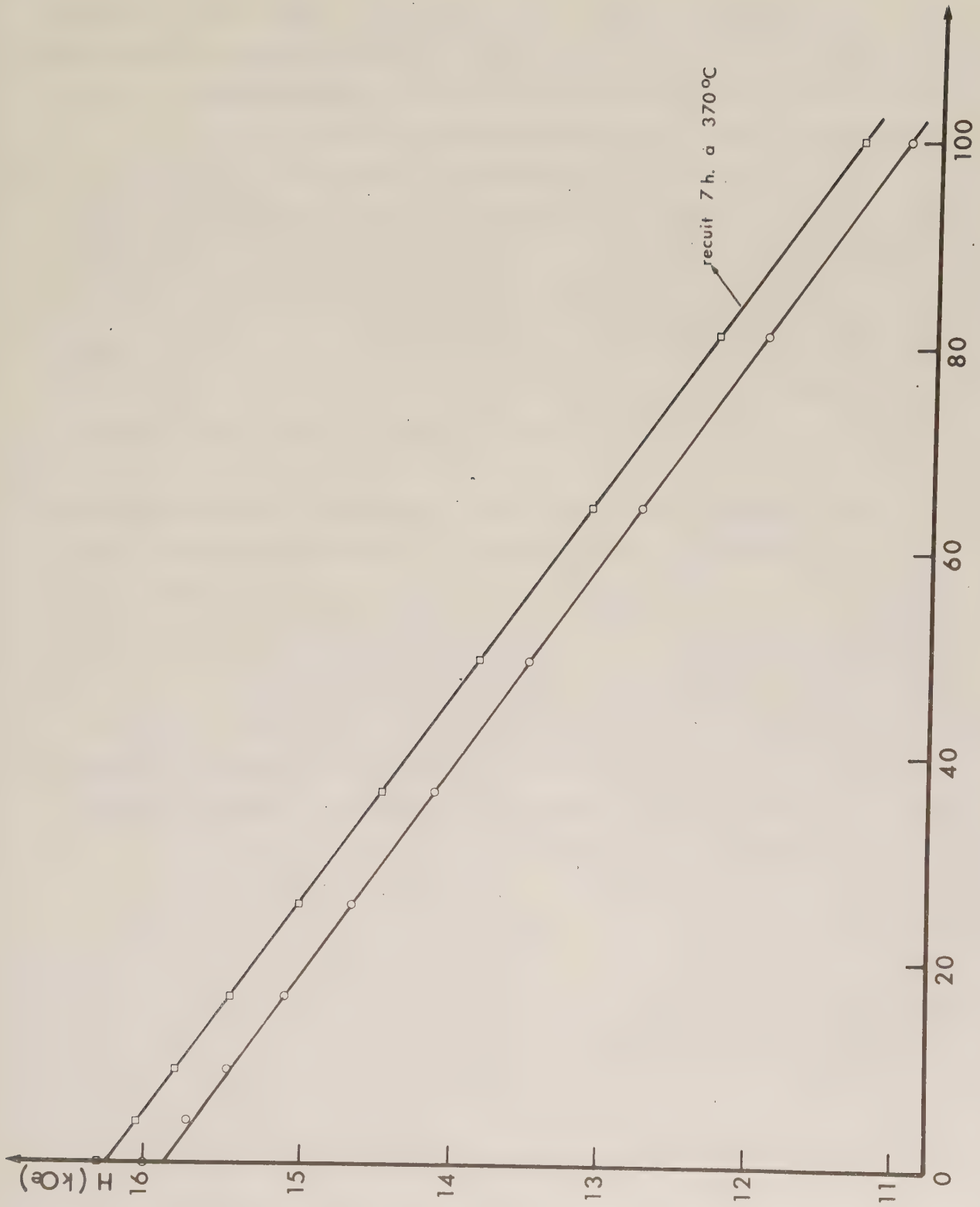


Fig. 15 b

Relation de dispersion : influence d'un recuit.

Les spectres de résonance des couches de ce type sont caractérisés par la très faible excitation des ondes de spins ; les modes d'ordre impair ont une amplitude beaucoup plus faible que les modes d'ordre pair (ce qui montre que les films ont un degré de symétrie élevé).

Les largeurs de raies des modes, de l'ordre de 45 oersteds sont constantes sur tout le spectre. L'aimantation à saturation, qui varie légèrement suivant les conditions précises d'évaporation (notamment avec la température du substrat) est de l'ordre de 10 500 uem, c'est-à-dire très voisine de l'aimantation à saturation du matériau massif.

Les valeurs de $H_0 - H'_0$ (cf § III-1-3-2) sont typiquement de l'ordre d'une centaine d'oersteds.

Nous avons effectué quelques expériences de recuit sous vide sur ce type de film.

Les résultats sont illustrés par la figure 15b où sont représentées les lois de dispersion en perpendiculaire pour un film de 2 020 Å déposé à une température de 190° et recuit en ultra vide pendant 7 heures à 370°. Les champs de résonance sont augmentés par le recuit (variation du $4\pi M_s$ de l'ordre de 300 Gauss) ; la quantité $H_0 - H'_0$ passe de 120 à 60 oersteds tandis que les largeurs de raie des modes restent inchangées. La pente de la caractéristique $H_n = f(n^2)$ est légèrement modifiée par le recuit ; on remarque cependant que le quotient de la pente par l'aimantation reste constant ; ceci implique que la constante d'échange dans le matériau est la même avant et après recuit.

III-3. COUCHE A INTERMEDIAIRE D'OR.

III-3-1. EPITAXIE DE L'OR SUR MICA.

L'épitaxie de l'or sur mica a été assez peu étudiée ; en ultra vide ^[41], comme en vide classique ^[42] seuls des films présentant une texture ^[111] plus ou moins prononcée ont été obtenus.

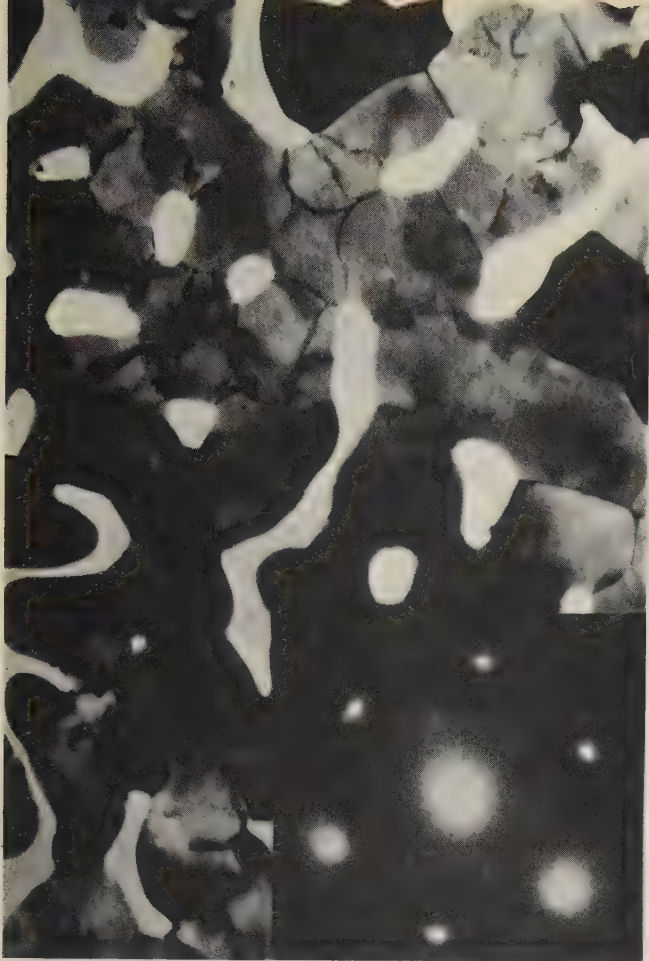
Afin de déterminer les conditions d'épithaxie nous avons fait une étude systématique, d'une part en fonction de la température du substrat pendant le dépôt, d'autre part en fonction du traitement thermique du substrat avant l'évaporation.

Les résultats obtenus en ultra vide (10^{-8} Torr) sont illustrés par la figure 16. La vitesse d'évaporation est de l'ordre de $4 \text{ \AA/s}$, la durée de chauffage du mica avant l'évaporation est inférieure à 30 min. Une bonne orientation (111) est obtenue pour des températures comprises entre 380 et 420°C ; la granulométrie est très marquée, la dimension des grains étant de l'ordre de $0,3 \mu$. Pour cette gamme de température, la continuité des dépôts n'est obtenue que pour des épaisseurs de l'ordre de $1\ 000 \text{ \AA}$; la croissance se fait à partir d'ilots tridimensionnels et la coalescence a lieu pour des épaisseurs d'autant plus grandes que la température est élevée.

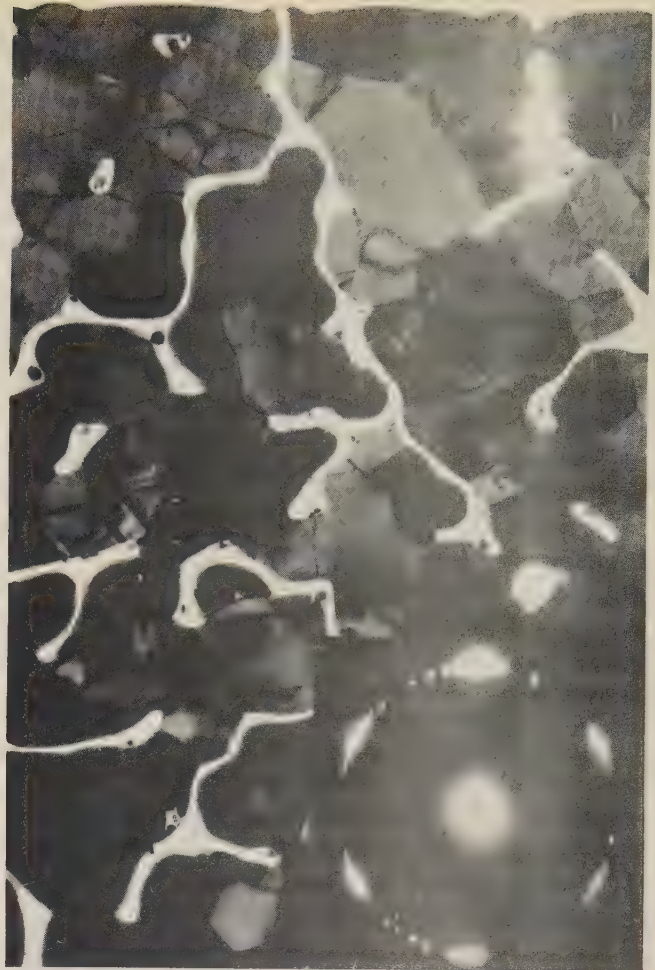
Une étude identique en vide classique (10^{-6} Torr) a mis en évidence un comportement identique ; les températures optimum d'épithaxie sont cependant déplacées vers le haut ($T \approx 440, 480^\circ\text{C}$).

Les résultats obtenus en fonction de la durée de chauffage du mica à une température voisine de 440° avant le dépôt de la couche (en vide classique) sont illustrés par la figure 17. On voit que l'orientation reste bonne tant que le temps de chauffage n'excède pas 60 min. Au-delà de cette durée l'épithaxie se dégrade rapidement ; pour une durée de 170 min les cristallites sont totalement désorientées mais conservent une texture $\{111\}$.

Ce phénomène semble lié à la désorption superficielle du mica. Mercer [43] a montré que les gaz désorbés par une surface de mica chauffé progressivement sont constitués essentiellement par de la vapeur d'eau. Le flux de gaz désorbé est maximum vers 250° et décroît ensuite progressivement, indiquant une diminution de la quantité de molécules d'eau sur la surface. Il est connu d'autre part [44] que la présence d'atomes contenant un substrat peut dans certaines conditions favoriser la nucléation de germes épithaxiques. Il semble ici qu'une certaine quantité d'eau sur la surface du mica soit une condition indispensable pour obtenir une bonne orientation.



380°C



510°C

1 μ

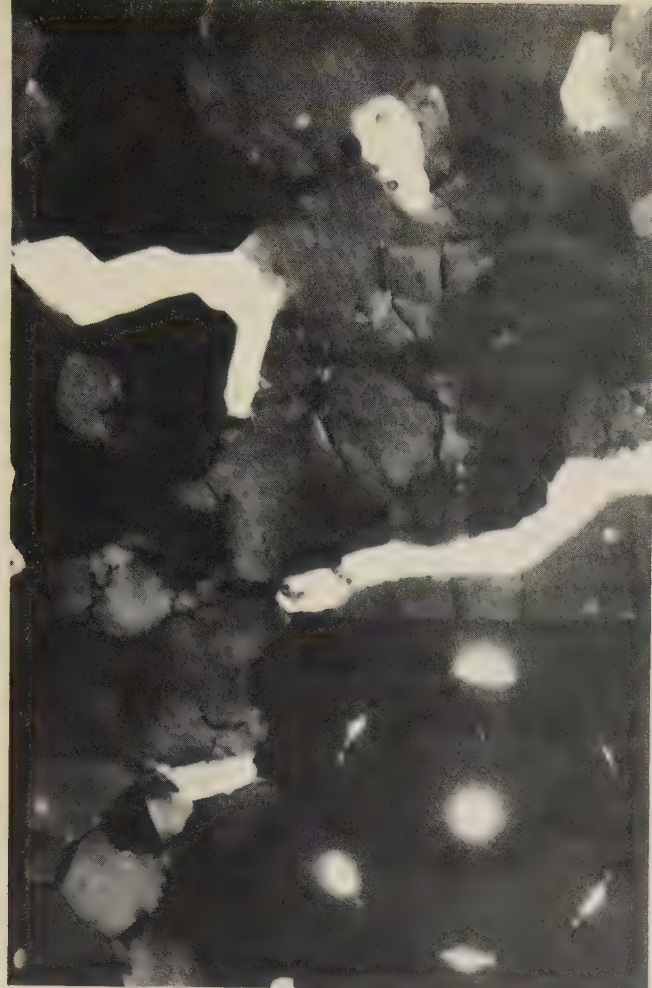


310°C



420°C

Fig. 16-COUCHE D'OR - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DE DÉPÔT



85 mn



170 mn

1 μ



60 mn



130 mn

Fig 17-COUCHE D'OR - INFLUENCE DU TRAITEMENT THERMIQUE DU MICA

III-3-2. EPITAXIE DU PERMALLOY SUR L'OR.

Une première couche d'or est déposée sur le mica dans les conditions déterminées précédemment.

- vide $\approx 10^{-8}$ Torr.
- $T_s \approx 400^\circ\text{C}$.
- vitesse d'évaporation $\approx 4/\text{s}$.
- durée de chauffage avant l'évaporation inférieure à 30 min.

Les dépôts employés ont une épaisseur de 2 000 Å environ. Le permalloy est ensuite évaporé dans les conditions suivantes :

- $T_s \approx 180^\circ\text{C}$.
- vitesse d'évaporation 12 Å/s.
- vide 10^{-8} Torr.

Les caractéristiques cristallographiques du permalloy ainsi déposé sont identiques à celles de la sous-couche d'or.

L'étude des spectres d'onde de spin révèle les caractéristiques suivantes :

- ondes de spin faiblement excitées mais symétrie peu marquée. L'amplitude des raies d'ordre impair est typiquement le tiers de l'amplitude de la raie paire d'ordre immédiatement supérieur.
- la quantité $H'_0 - H_0$ est typiquement de l'ordre de 350 oersteds, montrant ainsi une inhomogénéité de structure assez importante.
- les largeurs de raie des ondes de spin croissent très rapidement avec le vecteur d'onde (ΔH atteint 150 à 160 oersteds pour les modes d'ordre élevé).

Ces résultats très médiocres peuvent être rapprochés de l'aspect granulaire et accidenté de la sous-couche d'or. Il est très probable que ces défauts se retrouvent dans la couche de permalloy.

III-4. COUCHE A INTERMEDIAIRE DE CUIVRE.

L'épitaxie des métaux ferromagnétiques sur cuivre épitaxié sur mica a été étudiée de façon approfondie par Gradmann et Muller [45].

Nous avons utilisé les résultats que ces auteurs ont publiés pour fixer les paramètres de préparation de nos échantillons.

III-4-1. EPITAXIE DE CUIVRE SUR MICA.

La fabrication de la couche de cuivre se fait en deux étapes. On évapore d'abord une couche de 3 000 Å environ dans les conditions suivantes :

- $T_s \approx 500^\circ\text{C}$.
- temps de montée en température inférieur à 35 min.
- vitesse d'évaporation 17 Å/s.
- vide $2 \cdot 10^{-7}$ Torr.

Cette couche est ensuite recouverte par une autre couche de cuivre de 1 000 Å d'épaisseur déposée dans des conditions différentes :

- $T_s \approx 235^\circ\text{C}$.
- vitesse d'évaporation ≈ 4 Å/s.
- vide $3 \cdot 10^{-8}$ Torr.

Nous n'avons pas observé de couche de cuivre directement au microscope électronique. Une mince couche d'or déposée sur une couche de cuivre montre une orientation (111) absolument parfaite. La granulométrie est assez marquée (Fig. 18).

III-4-2. EPITAXIE DE PERMALLOY SUR CUIVRE.

Le permalloy est déposé dans les conditions suivantes :

- $T \approx 160^\circ\text{C}$.
- vide $\approx 10^{-8}$ Torr.
- vide d'évaporation ≈ 7 Å/s.



Fig. 18 - COUCHE DE CUIVRE

Les résultats obtenus en résonance sur ces couches sont comparables aux résultats obtenus avec une sous couche d'or. L'augmentation des largeurs de raie des modes d'onde de spin est légèrement moins marquée.

III-5 COUCHE A INTERMEDIAIRE D'ARGENT.

Nous avons pensé que les résultats médiocres obtenus en utilisant l'or ou le cuivre comme métal intermédiaire pouvaient être une conséquence des valeurs élevées des températures d'épitaxie de ces métaux sur le mica. La mobilité des atomes sur le substrat est alors grande, ce qui favorise la croissance de gros cristallites, la coalescence n'intervenant que tardivement.

Nous avons donc orienté nos études vers un métal présentant une température d'épitaxie moins élevée.

III-5-1. EPITAXIE DE L'ARGENT.

De très nombreux travaux ont été publiés sur ce sujet, les résultats obtenus sont résumés dans le tableau I : d'après ces résultats, les conditions optimum d'épitaxie sont les suivantes :

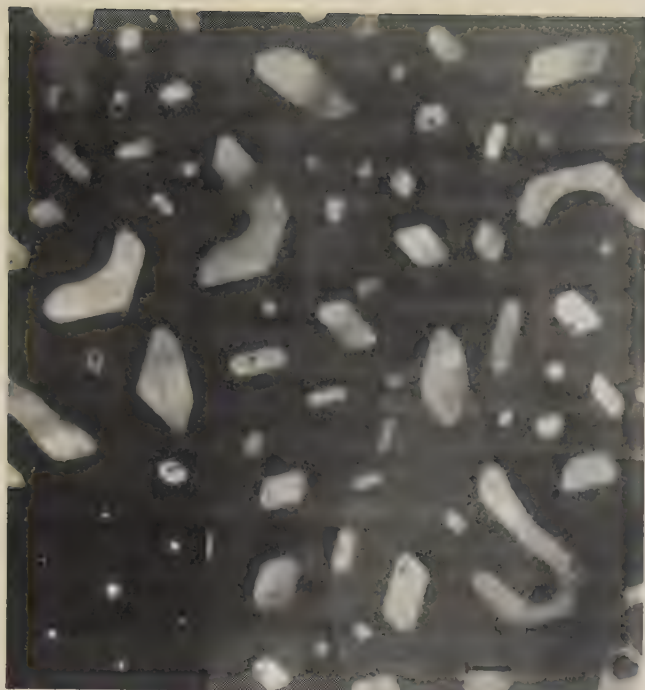
- $T_s \approx 250 - 300^\circ\text{C}.$
- vitesse d'évaporation $> 1 \text{ Å/s}.$
- il semble qu'un vide moyen (10^{-6} Torr) soit préférable à un vide poussé pour l'obtention d'une bonne orientation.

La figure 19 A montre l'aspect d'une couche de 800 Å d'épaisseur évaporée à 300°C sous une pression de 10^{-6} Torr. On note la présence de très nombreux trous de forme géométrique ; le diagramme de diffraction montre une orientation parfaite.

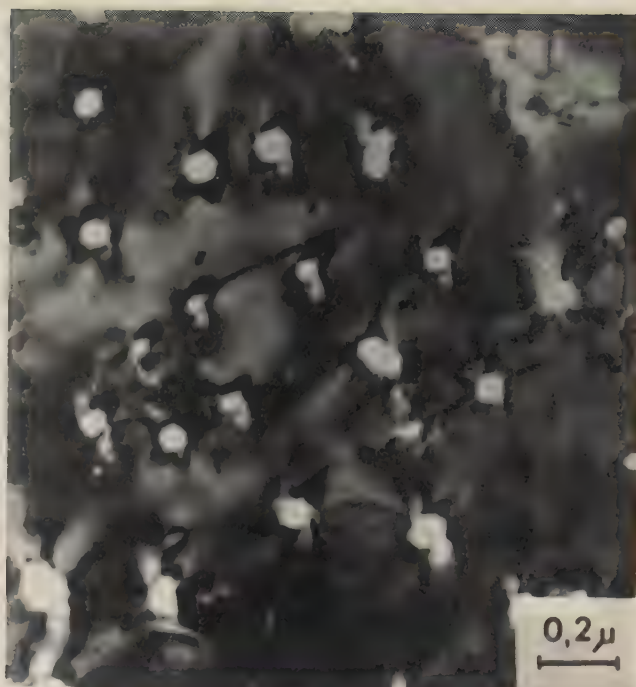
Pour une épaisseur de 1 000 Å (fig. 19 B), la taille des trous a énormément diminué ; enfin pour une épaisseur de 1 500 Å on obtient une couche continue (Fig. 19 C).

AUTEURS (année)	T _{substrat} (° C)	Vide (torr)	Type de Clivage	Vitesse d'évaporation (Å/s)	Propriétés cristallines
PASHLEY (1957) [46]	90 < T < 250	5.10 ⁻⁵	à l'air	8	orienté - petits cristaux surface rugueuse
	250 < T < 300	5.10 ⁻⁵	à l'air	8	orienté - grands cristaux très bonne planéité
	300 < T < 500	5.10 ⁻⁵	à l'air	8	orienté - grands cristaux surface rugueuse
Grenoble (1965) [47]	280	5.10 ⁻⁷	à l'air	5 < v < 17	monocristal surface rugueuse continuité pour 2 000 Å
ALLPRESS (1966) [42]	100 < T < 500	10 ⁻⁷	sous vide	0,2 < v < 2	monocristal avec nombreuses dislocations
JAEGER (1966) [48]	-20 < T < 300	10 ⁻⁸	à l'air	10	polycristal
	T = 300 T = 0	10 ⁻⁶	à l'air	10	monocristal très bon
	T = 300 T = 0	10 ⁻⁸	sous vide	10	300°C : monocristal continu à 1500 Å 0°C : monocristal continu à 500 Å
	T = 300 T = 0	10 ⁻⁶	sous vide	10	monocristal très bon
NOHARA (1968) [41]	T = 150	10 ⁻⁵	à l'air	1,6	monocristal
	T = 200	10 ⁻⁵	sous vide	1,6	monocristal
JAEGER (1963) [49]	300	10 ⁻⁹	à l'air	13	à 400 Å : orienté à 1200 Å : trous, grains
	20	10 ⁻⁹	à l'air	10	polycristal
	300	10 ⁻⁹	sous vide	13	à 400 Å : bien orienté à 1200 Å : très bon monocristal
	20	10 ⁻⁷	sous vide	0,1 ≤ v ≤ 10	v > 1 Å/s bonne épitaxie v < 1 Å/s mauvaise épitaxie v < 0,5 Å/s polycristal

TABLEAU I - EPITAXIE Ag / Mica



800 A°



1000 A°



1500 A°



1500 A°

Fig. 19 — COUCHE D'ARGENT

Contrairement aux dépôts d'or sur mica qui présentent une granulométrie très prononcée, les couches d'argent sont constituées de grandes plages monocristallines. Ces zones comportent un grand nombre de défauts cristallins : la figure 19 C montre une zone où la densité de dislocations est particulièrement grande.

La symétrie sénnaire visible sur la figure 19 D est caractéristique d'une plage monocristalline déformée en calotte sphérique : dans cette zone la densité de dislocations est relativement faible.

L'étude de répliques de surface montre des irrégularités dont l'amplitude est comprise entre 100 et 200 Å et s'étendant sur des distances de l'ordre de 0,3 μ (Fig. 20).

III-5-2. EPITAXIE DU PERMALLOY SUR ARGENT.

Le groupe lames minces de Grenoble a effectué une étude approfondie de ce problème [47]. Les meilleures conditions d'épitaxie correspondent à des températures comprises entre 330 et 360°C et à des vitesses de dépôt de l'ordre de 20 Å/s. Nous avons effectué, en prenant ces conditions comme point de départ une étude en fonction des divers paramètres intervenant dans le dépôt. Cette étude nous a amenés à choisir les conditions suivantes :

- $T_s \approx 300^\circ\text{C}$.
- vitesse du dépôt 10 Å/s.
- vide pendant le dépôt 10^{-8} Torr.

Les résultats en résonance sont nettement meilleurs que ceux obtenus avec l'or ou le cuivre ; cependant nous nous sommes heurtés à un gros problème de reproductibilité des résultats. Les excitations des modes d'ondes de spin sont faibles : tous les modes sont cependant excités, les modes impairs étant même souvent plus intenses que les modes pairs. Nous avons pensé que ce phénomène pouvait provenir d'une diffusion mutuelle de l'argent et du permalloy à l'interface.



a) MICA CLIVE



b) ARGENT RECRISTALLISÉ



c) ARGENT EPITAXIE DIRECTEMENT

Fig. 20 REPLIQUES DE SURFACES

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons préparé simultanément deux films de permalloy, l'un déposé sur une couche d'argent de 3 000 Å épitaxié sur mica, l'autre sur une couche d'or de 500 Å d'épaisseur, elle-même déposée sur une couche d'argent identique à la précédente. Il est raisonnable de penser (une étude en microscope électronique nous a d'ailleurs permis de le vérifier), que la couche d'or présente les mêmes propriétés structurales que la sous couche d'argent. On sait que pour les problèmes de diffusion avec le fer et le nickel le comportement de l'or et de l'argent est tout à fait différent. En effet la solubilité du fer et du nickel dans l'argent est extrêmement faible [50] ; la diffusion en volume est alors négligeable devant la diffusion le long des dislocations ; dans le cas de l'or au contraire, la diffusion en volume est prépondérante [51].

Les résultats obtenus sur les deux couches sont absolument identiques, ce qui montre que la diffusion n'a qu'une influence minime sur les spectres d'ondes de spin dans nos conditions de préparation.

Nous pensons plutôt que la dissymétrie des couches est une conséquence de la différence des pas de réseau de l'argent (ou de l'or) et du permalloy. On sait en effet que lorsque le misfit est plus grand que 10 %, ce qui est le cas ici, il se forme une zone de dislocations très dense pour accommoder les deux réseaux [52]. Cette zone s'étend sur quelques centaines d'Angströms et n'est présente que du côté de la couche en contact avec le substrat. La présence de très nombreuses dislocations entraîne des propriétés magnétiques légèrement différentes que celles du reste du film. Ceci provoque une excitation dissymétrique des modes d'ondes de spin.

Pour les films épitaxiés sur argent, la valeur de $H_0 - H'_0$ est de l'ordre de 120 à 140 oersteds ; c'est-à-dire une valeur légèrement plus grande que pour les films polycristallins ; les largeurs de raie des modes varient encore fortement avec le numéro du mode. Notons enfin que les films déposés sur argent présentent systématiquement une aimantation à saturation plus faible que des films polycristallins. La différence est de l'ordre de 70 - 100 Gauss.

III-6. COUCHE A INTERMEDIAIRE D'ARGENT RECRISTALLISE.

D'après l'ensemble des résultats résumés dans les paragraphes précédents, il semble que l'épitaxie d'un métal C.F.C. sur du mica nécessitant toujours des températures assez élevées soit difficilement compatible avec une bonne régularité de surface. Il est connu que le dépôt d'un métal à une température beaucoup plus faible que la température d'épitaxie, conduit à des couches à très petits grains désorientés mais présentant une planéité de surface pratiquement identique à celle du substrat. Nous avons donc cherché, à partir de couche très mince d'argent déposée à la température ambiante, à obtenir une recristallisation orientée sur le substrat.

III-6-1. RECRISTALLISATION DE L'ARGENT.

Les dépôts d'argent sont effectués sur le mica maintenu à la température ambiante, la vitesse d'évaporation est de l'ordre de 5 Å/s . Les recuits sont effectués sous vide (10^{-8} Torr) aussitôt après l'évaporation.

Nous avons systématiquement étudié l'influence des paramètres suivants :

- épaisseur du dépôt,
- température et durée du recuit,
- pression partielle pendant l'évaporation.

III-6-1-1. Epaisseur.

Pour des dépôts réalisés à de faibles températures de substrat, la mobilité des atomes incidents est faible de sorte que l'épaisseur suit une loi aléatoire (loi de Poisson) ; l'écart quadratique moyen d'une telle loi est proportionnel à la racine carrée de sa valeur moyenne. La planéité sera donc d'autant meilleure que le dépôt est mince. Néanmoins la couche doit être continue : l'étude de couches d'épaisseur variable entre 200 et 700 Å nous a montré qu'une épaisseur de 400 Å présente les qualités optimales.

III-6-1-2. Température de recuit.

Différentes températures (entre 250°C et 350°C) et différentes durées (entre 8h et 24 h) de recuit ont été essayées. Il semble qu'une température de 300°C pendant une durée d'une dizaine d'heures donne de bons résultats.

III-6-1-3. Influence du vide pendant l'évaporation.

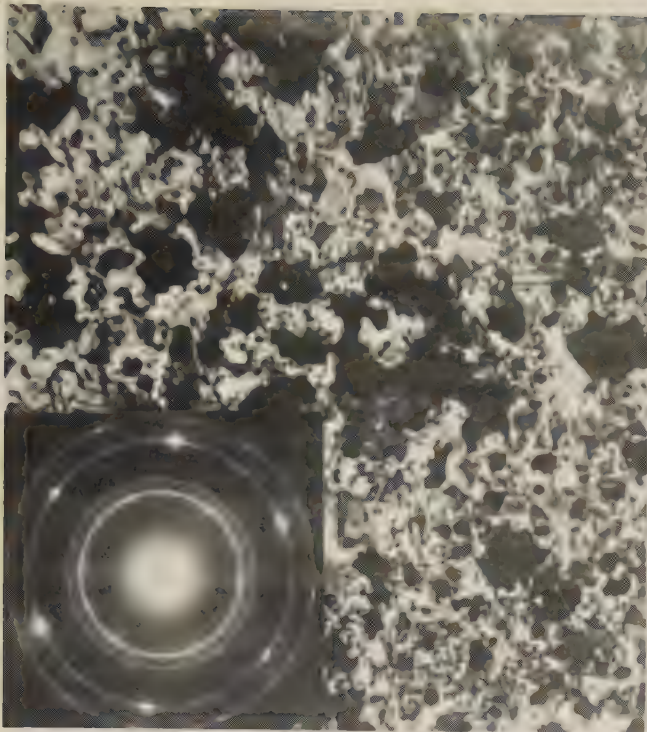
Nous avons comparé les résultats obtenus par recristallisation de dépôts réalisés en vide ionique (10^{-6} Torr) et en ultra vide (10^{-8} Torr). Les dépôts réalisés à 10^{-6} Torr présentent une recristallisation plus complète que les dépôts réalisés à 10^{-8} . Ceci peut provenir de la présence lors de l'évaporation en vide ionique d'une quantité de gaz absorbé à la surface du mica beaucoup plus importante que lors de l'évaporation en U.V. La migration des défauts est alors facilitée par la présence de cette contamination.

III-6-1-4. Conditions optimales.

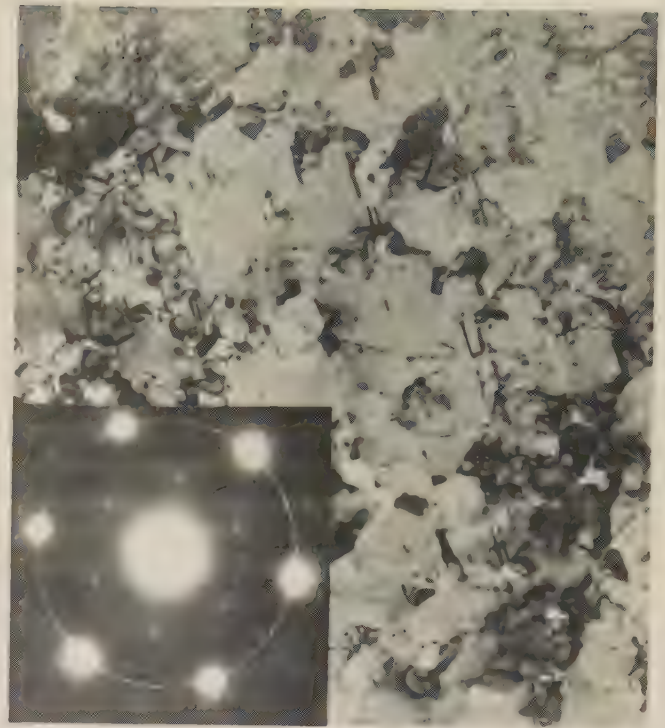
En résumé les meilleures conditions de préparation sont les suivantes :

- Dépôt : - vide de 10^{-6} Torr.
 - T_s : T ambiante.
 - vitesse du dépôt : 5 Å/s.
 - épaisseur du dépôt : 400 Å.
- Recuit : - T : 300°C.
 - durée $\approx$ 8 à 10 h
 - vide 10^{-8} Torr.

Dans ces conditions des zones de plusieurs μ^2 sont parfaitement recristallisées ; une grande partie des joints de grain a été éliminée



DEPOT A T AMBIANTE



RECUI 8h 300° C

2 μ



0,5 μ

Fig. 21- COUCHE D'ARGENT RECRISTALLISE

et une orientation (111) parfaite est obtenue. La densité de dislocations est du même ordre de grandeur que dans le cas des couches d'argent épitaxié directement.

Ces résultats sont illustrés sur la figure 21.

III-6-2. EPITAXIE DU PERMALLOY.

La couche de permalloy est déposée dans les conditions suivantes :

- $T_s = 220^\circ\text{C}$,
- vitesse $10 \text{ \AA/s}$.
- vide 10^{-8} Torr.

De nombreuses séries de fabrication ont été effectuées ; les résultats obtenus montrent une reproductibilité satisfaisante :

- l'intensité des modes d'onde de spin est faible ; les modes sont tous excités sans alternance pair-impair.
- la quantité $H_0 - H'_0$ est typiquement de l'ordre de 100 oersteds.
- les largeurs de raie d'ondes de spin de l'ordre de 45 oersteds sont indépendantes du vecteur d'onde.

Il faut noter que l'aimantation à saturation des couches ainsi obtenues reste légèrement plus faible que l'aimantation à saturation des couches déposées sur verre.

III-7. CONCLUSION DE L'ETUDE DE LA FABRICATION DE COUCHES EPITAXIEES.

Notre objectif était la réalisation de couches ferromagnétiques de permalloy monocristallines de bonne qualité ; cet objectif n'a été que partiellement atteint. Il semble que les possibilités de la croissance épitaxique soient assez limitées dans l'état actuel de nos connaissances.

Il apparaît néanmoins que la méthode de fabrication par recristallisation d'argent que nous avons mise au point permet d'obtenir des couches présentant des qualités suffisantes pour l'étude des phénomènes de couplage sur des structures assez proches des structures monocristallines.

CHAPITRE IV

CONTAMINATION DE L'INTERFACE

TABLE DES MATIERES

	Page
IV-1	PRINCIPE DE LA MESURE._____ 90
IV-2	CONTAMINATION SOUS VIDE._____ 96
IV-3	CONTAMINATION A L'AIR._____ 98
IV-4	INFLUENCE D'UN RECUIT._____ 101

Nous avons étudié le comportement de deux couches de mêmes matériaux (alliages Fe 19 %, Ni 81 %) déposées successivement l'une sur l'autre.

Il est en effet intéressant de pouvoir estimer l'influence d'une contamination de la surface de la première couche avant le dépôt de la seconde.

Nous avons d'abord étudié la contamination par exposition sous vide ; dans une deuxième série d'expériences nous avons étudié l'influence sur le couplage entre les deux couches d'une entrée d'air faite jusqu'à la pression atmosphérique. Enfin l'effet d'un recuit sous vide sur les bi-couches ainsi obtenues a été mis en évidence.

IV-1.

PRINCIPE DE LA MESURE.

Dans le cas où les matériaux constituant les deux couches sont identiques, l'équation caractéristique des couches couplées s'écrit simplement :

$$\cotg kd_1 + \cotg kd_2 = ka \left(\frac{A}{A_{12}a} - 1 \right) \quad (IV,1)$$

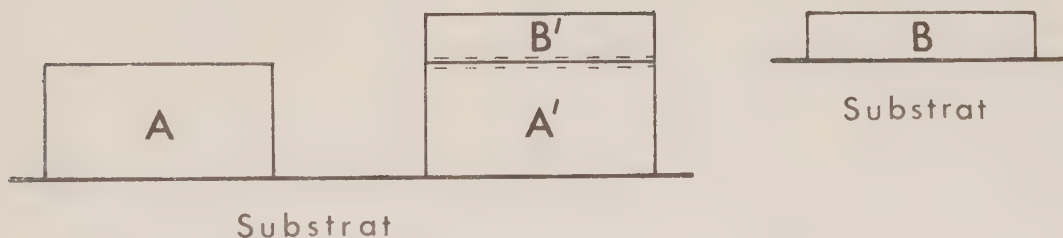
En polarisation perpendiculaire les champs de résonance sont donnés par l'expression :

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \frac{2A}{M} k_n^2$$

où k_n est la $n^{\text{ième}}$ racine de l'équation (IV-1). L'estimation du couplage, c'est-à-dire du rapport A/A_{12} peut se faire en mesurant les différences entre les champs de résonance de la couche composite et les champs de résonance des couches composantes.

Une manipulation type se fera donc de la manière suivante :

- Dans un premier temps on dépose simultanément deux couches identiques (A et A').
- On procède au traitement désiré de la surface de ces couches.
- On dépose ensuite simultanément deux couches (B et B'), l'une sur une des couches précédemment déposée, l'autre sur un substrat vierge.



On dispose ainsi de trois échantillons sur lesquels on procède au μ SR et on mesure les spectres d'onde de spin. En fait le système d'évaporation permet de déposer les couches au cours d'une même manipulation, cela nous permet de procéder à divers traitements au cours d'un même cycle d'évaporation.

La figure 22 présente les spectres de résonance d'une couche A de 3 415 Å ; d'une couche B de 1 195 Å et de la couche C obtenue par dépôt de la couche B sur la couche A après exposition à l'air durant soixante minutes de la couche A. On voit clairement sur cette figure que les modes de résonance de chacune des couches sont déplacés sous l'influence de l'autre.

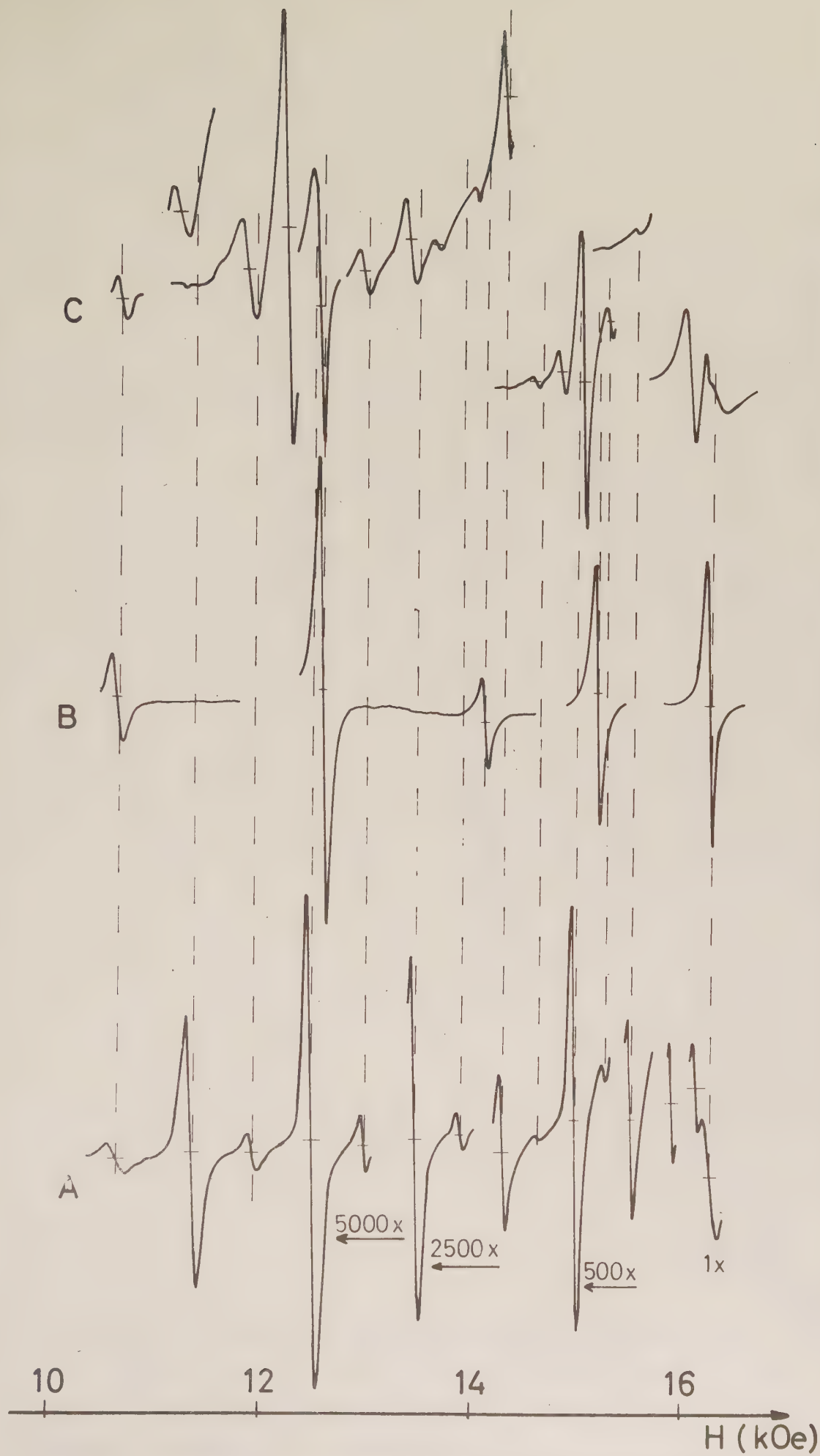


Fig. 22

Exemple de spectres de couches couplées.

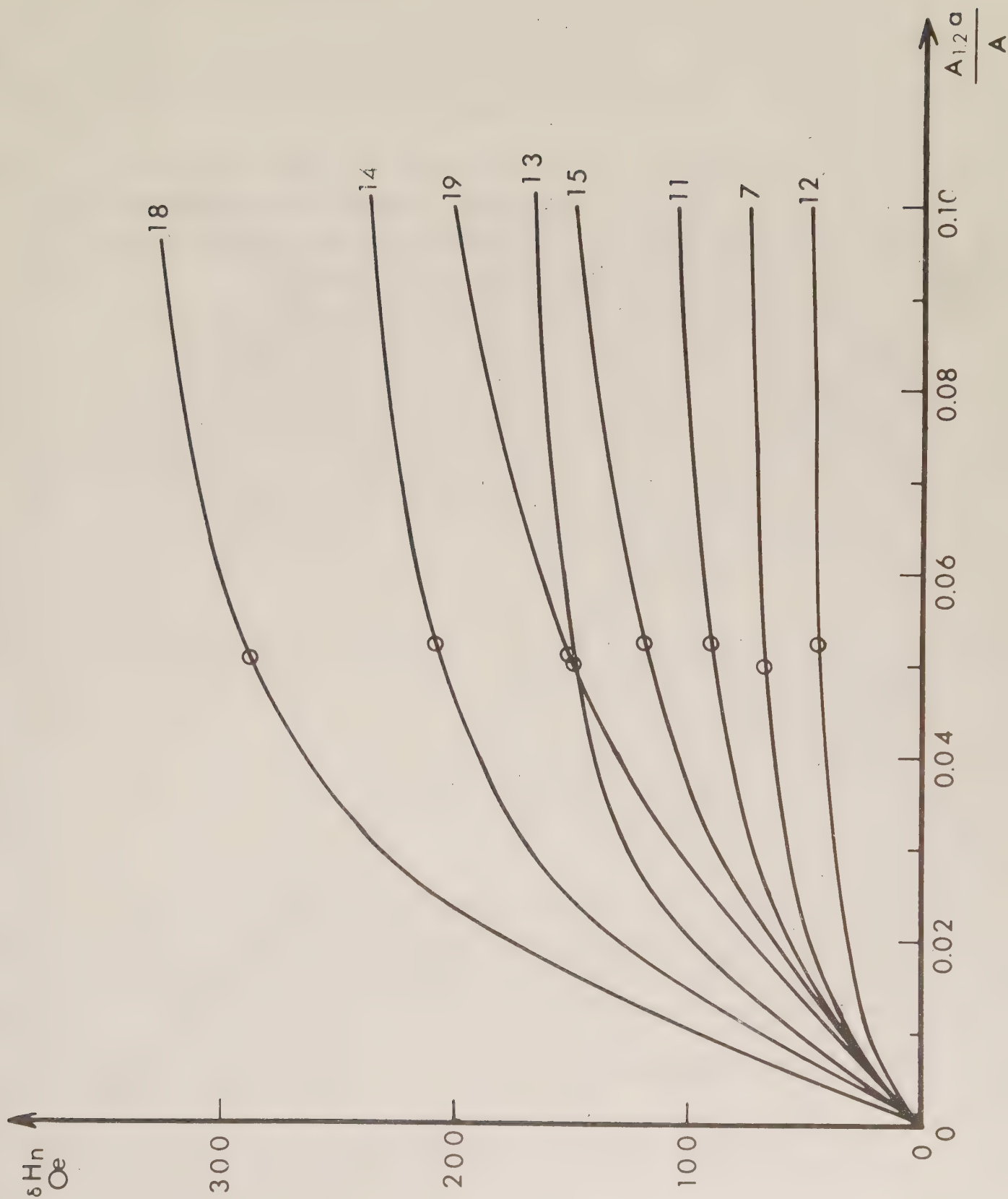


Fig. 23

Déplacement des champs de résonance en fonction du couplage.

Exemple de points expérimentaux.

Sur la figure 23 sont représentés les déplacements calculés à l'aide de la formule (IV-1) en fonction du paramètre de couplage A/A_{12}^a ; les points expérimentaux sont groupés entre 4,9 % et 5,2 %.

Ceci nous montre que la description du couplage entre les deux couches à l'aide du simple paramètre A_{12} rend bien compte des phénomènes expérimentaux.

La figure 23 montre que les déplacements δH_n varient rapidement pour des couplages faibles et ensuite très lentement. Par cette méthode, la mesure de couplage supérieur à 15 % devient donc très imprécise ; aussi pour de telles mesures procédons-nous un peu différemment.

La principale source d'erreur expérimentale provient de la comparaison des positions des modes de trois couches différentes : ceci nécessite entre chaque mesure le démontage de la cavité, le changement de l'échantillon et la réorientation de la couche perpendiculairement au champ polarisant. Ces sources d'erreur sont éliminées si l'on détermine le couplage à partir de la mesure de la couche composite seule. Pour cela, on considère les différences entre les modes successifs :

$$\Delta H_n = H_{n-1} - H_{n+1}$$

Pour une couche simple où $k_n = \frac{n\pi}{d}$, cette quantité est une fonction linéaire de n :

$$\Delta H_n = \frac{8A}{M} \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 n$$

Pour une bi-couche légèrement découplée, la courbe $\Delta H_n = f(n)$ présente des oscillations autour de la droite correspondant à un couplage complet. Ce phénomène est illustré sur la figure 24 dans le cas de deux couches d'épaisseurs respectives 3 470 Å et 995 Å et pour un rapport $\frac{A_{12a}}{A}$ de 0,25. Le couplage peut se déduire de l'amplitude de ces oscillations.

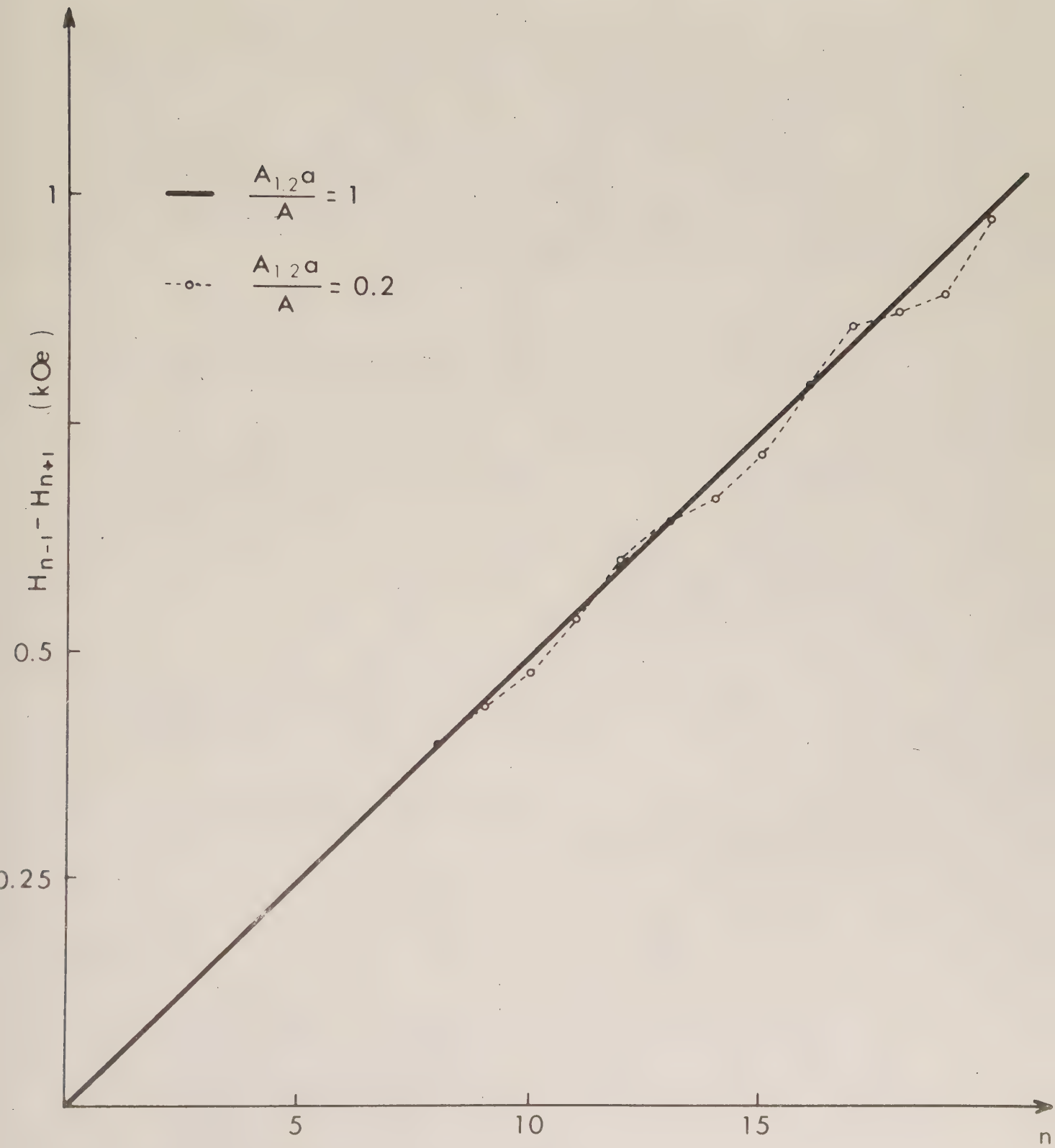


Fig. 24

IV-2. CONTAMINATION SOUS VIDE.

Dans cette série d'expériences, nous avons simplement interrompu le dépôt pendant une durée plus ou moins longue, le vide dans l'évaporateur étant maintenu. Nous avons ensuite repris le dépôt.

Les couches ainsi obtenues ont toujours montré un couplage complet, le spectre d'onde de spin observé correspond alors à celui d'une couche simple. Pour un couplage complet, les vecteurs d'ondes résonnants sont donnés pour les couches composantes par :

$$\begin{aligned} k_{n,1} &= \frac{n\pi}{d_1} & H_{n,1} &= \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \frac{2A}{M} \left(\frac{n\pi}{d_1} \right)^2 \\ k_{n,2} &= \frac{n\pi}{d_2} & H_{n,2} &= \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \frac{2A}{M} \left(\frac{n\pi}{d_2} \right)^2 \end{aligned}$$

et dans les bi-couches par :

$$k_n = \frac{n\pi}{d_1 + d_2} \quad H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \frac{2A}{M} \left(\frac{n\pi}{d_1 + d_2} \right)^2$$

de sorte que les pentes p des droites représentatives de $H_n = f(n^2)$ doivent satisfaire la relation :

$$\sqrt{\frac{1}{p_2}} + \sqrt{\frac{1}{p_1}} = \sqrt{\frac{1}{p}} \quad (\text{IV},2)$$

La figure 25 montre les droites $H_n = f(n^2)$ pour des épaisseurs $d_1 = 1\,290 \text{ \AA}$ et $d_2 = 2\,150 \text{ \AA}$. La durée d'exposition entre les deux dépôts étant de 30 minutes à 10^{-8} Torr. La relation (IV-2) est très bien vérifiée, montrant ainsi que :

- d'une part les couches sont complètement couplées,
- d'autre part, l'épaisseur des couches dépend peu de la nature du substrat.

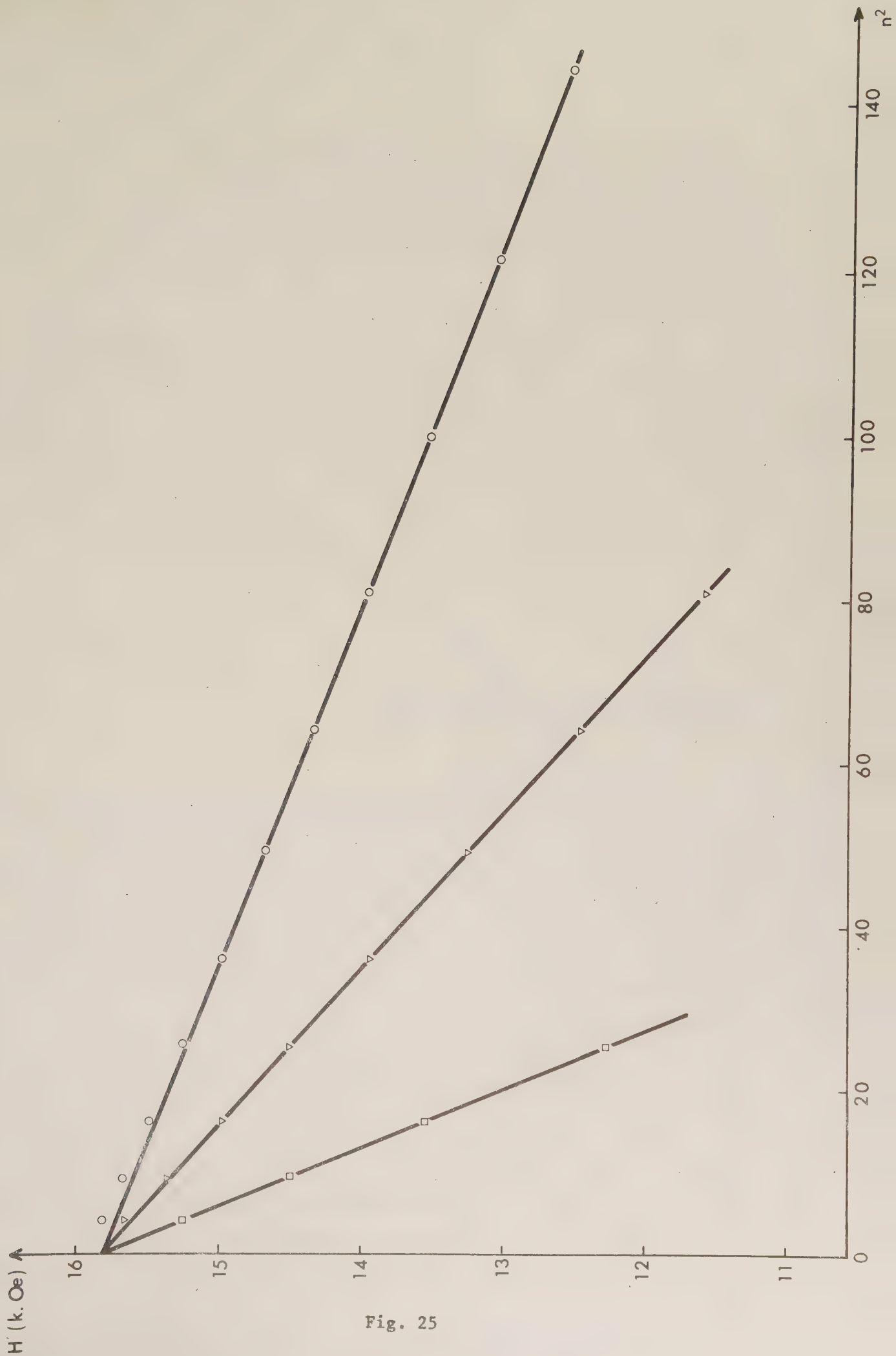


Fig. 25

Relations de dispersion. Couplage complet.

En effet, la deuxième couche de la bicouche est déposée sur un substrat métallique, tandis que la couche témoin est déposée sur du verre. Le coefficient d'accrochage est alors différent ; cependant les films devenant rapidement continus, ce phénomène ne joue que pendant le dépôt des premières couches atomiques et ne peut conduire qu'à des différences d'épaisseurs de quelques Angströms.

Les résultats ne dépendent pas de la structure granulométrique des films étudiés ; ils sont identiques pour des films polycristallins de tailles de cristallites variées ainsi que pour des films monocristallins.

Le fait que l'interruption momentanée de l'évaporation n'a qu'une influence négligeable sur le spectre d'onde de spin est très important ; il montre que pour l'étude de systèmes plus complexes (par exemple la mesure du couplage entre deux matériaux différents), la mesure n'est pas affectée par l'interruption du dépôt qui est indispensable.

IV-3. CONTAMINATION PAR EXPOSITION A L'AIR.

Dans cette série d'expériences, une entrée d'air est pratiquée dans l'évaporateur après le dépôt de la première couche ; la deuxième couche est déposée après un nouveau pompage. D'une manière générale, le couplage entre les deux couches décroît lorsque la durée d'exposition augmente. Afin que la deuxième couche déposée possède des propriétés magnétiques identiques à celles de la première (valeur de l'aimantation notamment), il est indispensable de chauffer le substrat, et en même temps la première couche avant le dépôt de la seconde.

Nous avons constaté que pour une même durée d'exposition, le couplage mesuré augmente lorsque la température et la durée de chauffage après exposition de la première couche augmentent. Ce phénomène est bien mis en évidence sur la figure 26 où sont représentées les variations de couplage mesurées sur des couches soumises à une exposition d'une heure en fonction du produit $T \times t$ de la température par la durée du chauffage. Bien que n'étant que qualitative cette courbe montre notamment que pour une durée de chauffage de 320°C supérieure à 10 h, on obtient un couplage complet.

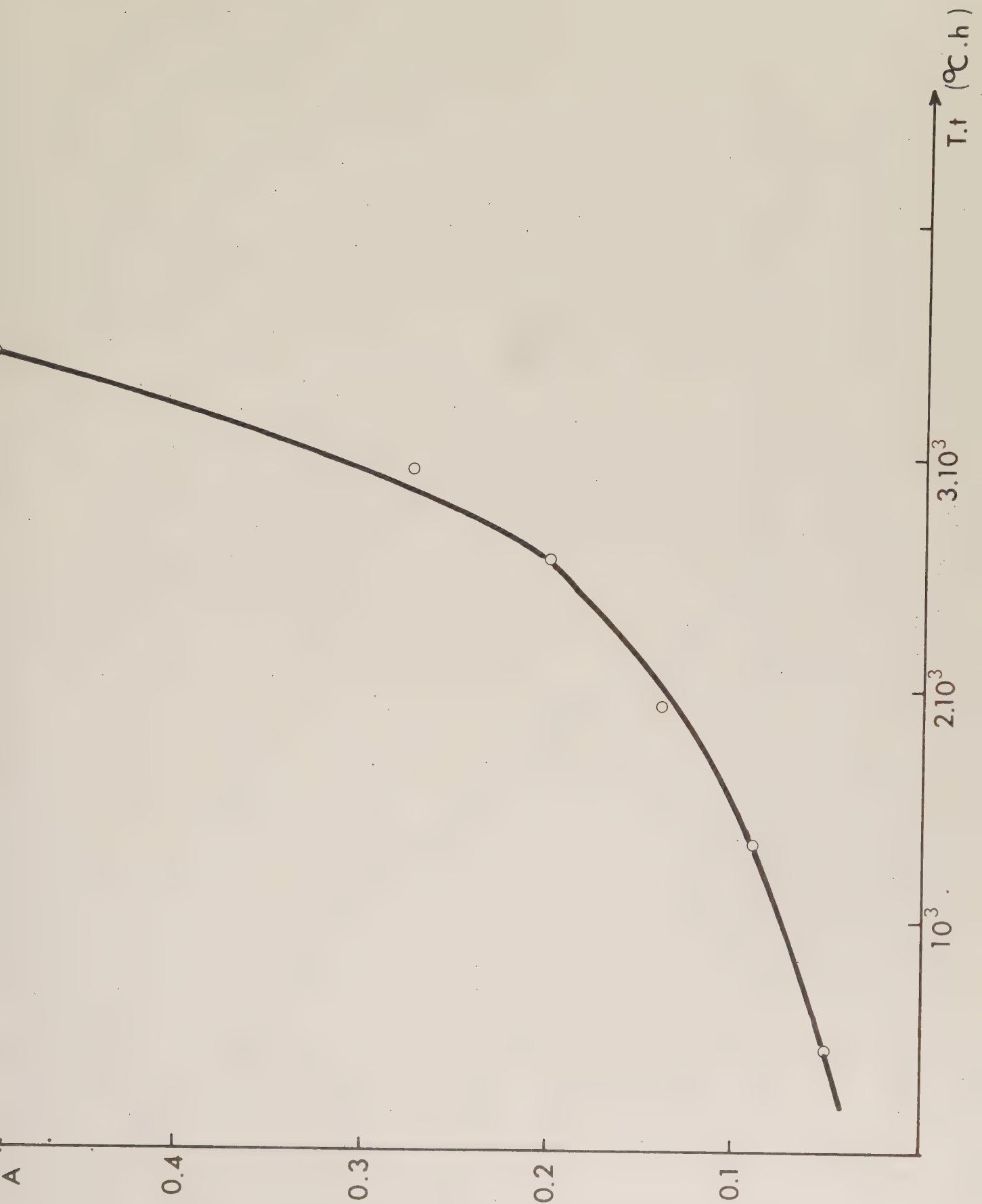


Fig. 26

Variation du couplage en fonction du chauffage de la 1^{ère} couche.



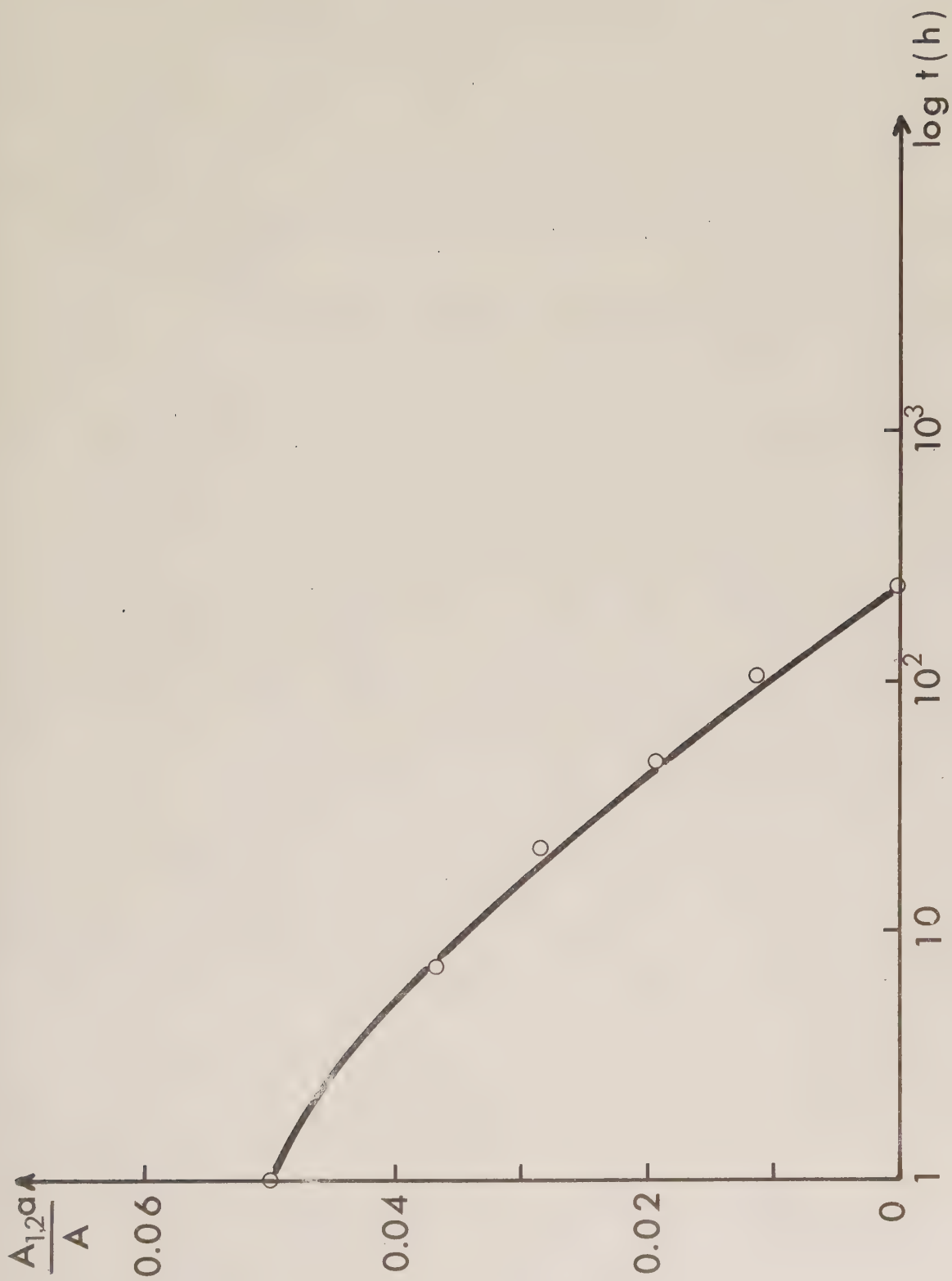


Fig. 27

Variation du couplage en fonction de l'exposition à l'air.



Pour un même traitement thermique après exposition, le couplage décroît lorsque la durée d'exposition croît ; les résultats obtenus pour un chauffage à 220°C pendant 2 h, sont représentés sur la figure 27 en fonction de la durée d'exposition. Pour une durée d'exposition dépassant plusieurs jours, le système se comporte comme deux couches parfaitement isolées. Le spectre d'ondes de spin de la couche composite est une simple superposition des spectres des deux couches composantes. Ce résultat montre que dans ces expériences le couplage d'origine magnétostatique est extrêmement faible.

De très nombreux travaux sur l'adsorption de gaz et notamment de l'oxygène sur les surfaces métalliques ont été publiés, nous allons essayer d'en dégager les principaux aspects en liaison avec les résultats que nous avons obtenus : d'une manière générale, pour une exposition sous une pression partielle d'oxygène plus élevée que $600 \cdot 10^{-6}$ Torr.seconde, il se forme sur une surface de nickel quelques monocouches de NiO, et sur ces couches d'oxydes quelques couches d'oxygène physisorbées ^[53]. Pour le fer, on note de la même façon la formation de quelques couches de FeO et la présence de quelques couches physisorbées ^[54]. Pour ces deux métaux, l'épaisseur de la couche de transition entre le métal et l'air varie avec la durée d'exposition et la structure de la surface, elle atteint cependant une valeur limite de l'ordre de 50 Å ^[55]. On n'a malheureusement que très peu de renseignements sur la durée d'exposition nécessaire pour atteindre cette valeur limite ; d'après nos résultats on peut penser que cette durée est longue (de l'ordre de quelques jours).

La structure aussi bien que la composition de la couche de transition sont modifiées par un chauffage sous vide après l'exposition. Les couches d'oxygène physisorbées sont supprimées par un chauffage de l'ordre de 200 - 220°C ^[56]. Par des études en L.E.E.D., R.L. Park et H.E. Farnsworth ^[57] ont montré que sur une surface exposée à l'oxygène et sur laquelle s'étaient formées quelques couches de NiO et déposées quelques couches d'oxygène, un chauffage sous vide entre 200 - 250°C, provoque une augmentation de la concentration de nickel à la surface ; à 275°C une structure compliquée apparentée au Ni₃O de plusieurs couches atomiques se forme ; entre 300 et 400°C enfin, seul le diagramme du nickel est observé, indiquant que tout l'oxygène a été soit désorbé, soit diffusé dans la masse du matériau. Il est remarquable, que pour des traitements de cet ordre de grandeur (T ≈ 320°C), les ondes de spin dans les bi-couches présentent les mêmes caractères que dans une couche unique ; la présence de faible

quantité d'oxygène dans la masse du matériau se traduisant seulement par une diminution de l'aimantation effective. Cette diminution est cependant très faible et n'a jamais pu être mise en évidence dans nos expériences.

IV-4. RECUIT DES COUCHES.

Nous avons effectué des expériences de recuit sur les couches doubles qui présentaient un découplage. Pour toutes ces couches nous n'avons observé aucune variation du couplage pour des recuits à des températures inférieures à 550°C. Pour des recuits à des températures supérieures (de l'ordre de 700°C), le couplage mesuré augmente rapidement. Par exemple pour une couche exposée 2 jours à l'air avant le second dépôt, le couplage passe d'une valeur de 1,8 % à 25 % après un recuit d'une heure à 700°C. La nature du substrat employé nous a empêchés de faire des recuits à des températures supérieures à 700°C, le verre étant alors trop près de son point de fusion.

Cette série d'expériences montre qu'après le dépôt de la seconde couche, l'interface formée est très stable. Ceci est en accord avec les travaux de May et Germer ^[58] qui ont montré que dans le métal, l'oxygène est fortement lié et non en solution réversible comme sur une surface. Cette forte liaison peut aussi être déduite du diagramme de phase Ni/O publié par Hansen et Anderko ^[59].

CHAPITRE V

COUPLAGE ENTRE LE PERMALLOY ET LE NICKEL

TABLE DES MATIERES

	Page
V-1	CONDITIONS EXPERIMENTALES. _____ 105
V-1-1	Profondeur de diffusion. _____ 105
V-1-2	Préparation des échantillons. _____ 109
V-2	ETUDE EN POLARISATION PERPENDICULAIRE. _____ 109
V-2-1	Intensité des modes. _____ 111
V-2-2	Position des modes. _____ 113
V-2-3	Comparaison avec le pinning statique. _____ 118
V-3	ETUDE EN POLARISATION OBLIQUE. _____ 120
V-3-1	Films simples. _____ 121
V-3-2	Films composites. _____ 126
V-3-2-1	Position des modes. _____ 126
V-3-2-2	Intensité des modes. _____ 126
V-3-2-3	Interprétation. _____ 129

Pour interpréter le comportement des ondes de spin stationnaires dans les films minces, Kooi [4] a suggéré que l'existence près des surfaces des films de couches de transition d'énergie interne légèrement différente de celle du matériau à l'intérieur du film pouvait provoquer un blocage de l'aimantation sur ces surfaces. En suivant cette idée, il apparaît qu'il doit être possible de créer un blocage de l'aimantation à la surface d'un film en déposant sur celui-ci un matériau de propriétés légèrement différentes. Pour mettre ce phénomène en évidence, plusieurs auteurs [60], [61], [62] ont étudié les résonances d'ondes de spin dans des films de permalloy en contact avec des films de nickel. L'aimantation à saturation du nickel est plus faible que celle du permalloy, le nickel est donc à la coupure (ondes exponentielles) lorsque les conditions d'excitation des ondes de spin de grande longueur d'onde dans le permalloy sont remplies (en polarisation perpendiculaire). Si les aimantations des deux matériaux sont couplées à l'interface, on conçoit que l'aimantation soit bloquée au moins partiellement sur cet interface. Il est clair que l'intensité de ce blocage dépend de la rapidité de décroissance de l'onde dans la couche superficielle de nickel. Les résultats expérimentaux précédemment publiés ont cependant toujours été analysés en termes de "Pinning statique", c'est-à-dire en supposant que le blocage de l'aimantation à l'interface permalloy-nickel est constant sur tout le spectre. Les conclusions quantitatives diffèrent d'ailleurs d'un auteur à l'autre, les uns [60] concluant à un blocage complet, c'est-à-dire à la condition :

$$m = 0$$

à l'interface. D'autres $|61|$ conduisant à un blocage seulement partiel, c'est-à-dire à une condition du type :

$$\frac{\delta_m}{\delta_n} + \frac{K_s}{A} m = 0$$

à l'interface. La valeur estimée pour l'anisotropie superficielle induite par le nickel est de l'ordre de $0,2 \text{ erg/cm}^2$.

Nous avons repris cette étude de manière approfondie, l'interprétation des résultats expérimentaux à l'aide du concept d'ondes de spin couplées montre que l'hypothèse d'un blocage statique de l'aimantation n'est qu'une approximation valable pour les tous premiers modes seulement. L'étude des films en polarisation oblique nous a permis de mettre en évidence un phénomène d'évitement des points de croisement des modes des films découplés.

V-1. CONDITIONS EXPERIMENTALES.

Les matériaux employés pour la fabrication des films composites (nickel et permalloy Ni = 81 %, Fe = 19 %) ont des caractéristiques cristallographiques très voisines. Les processus de diffusion mutuelle risquent donc de jouer un rôle important. Nous désirons cependant que la transition entre les deux matériaux soit aussi nette que possible, nous avons donc fait une étude préalable sur des films très minces de manière à estimer la profondeur de diffusion.

V-1-1. PROFONDEUR DE DIFFUSION.

L'influence des diffusions est d'autant plus facile à mettre en évidence que l'épaisseur des films est faible. La profondeur de diffusion peut être alors d'un ordre de grandeur comparable à l'épaisseur des films même pour des traitements thermiques à des températures relativement

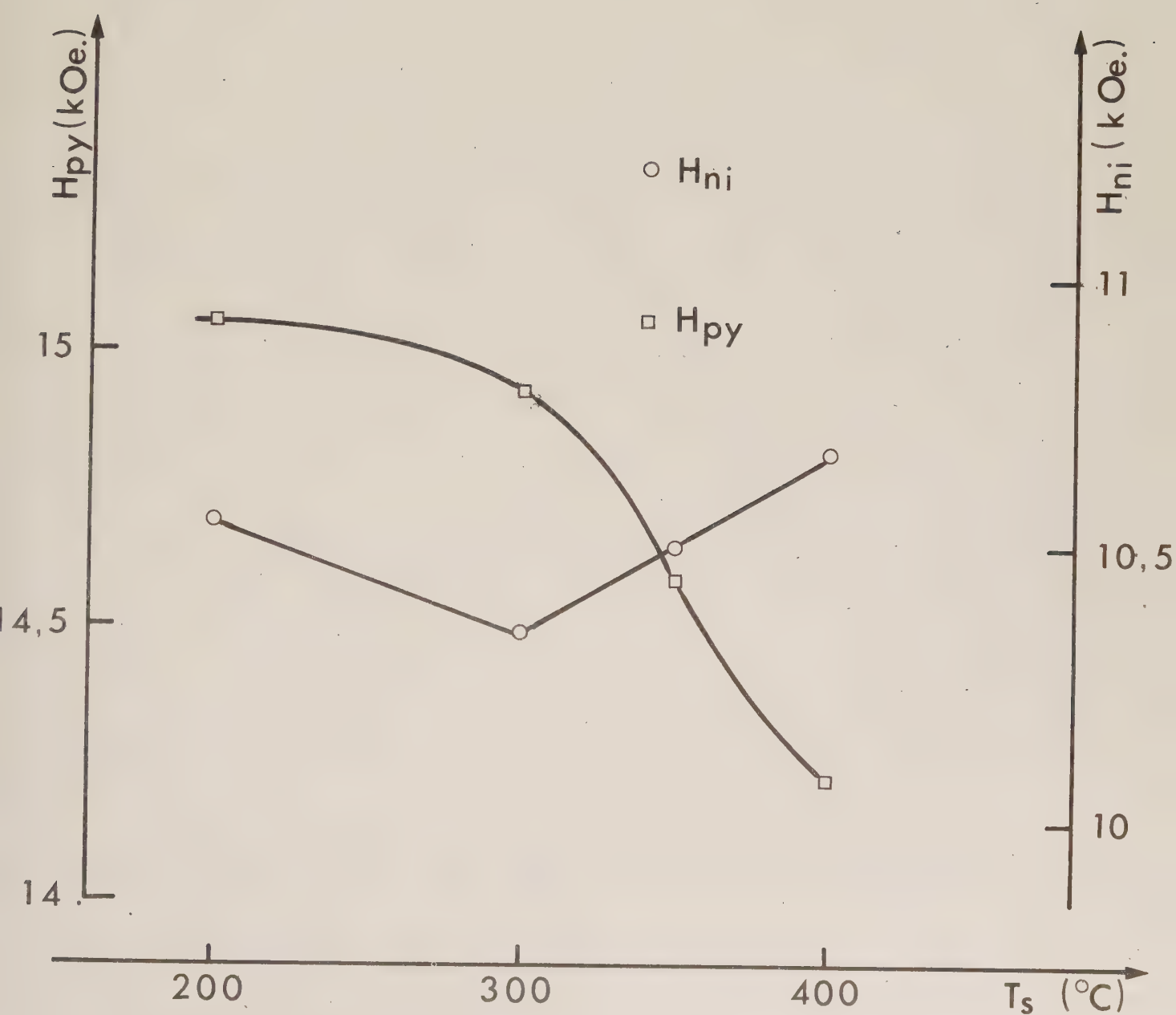


Fig. 28

Champs de résonance d'une bi-couche permalloy-nickel.
Influence de la température de dépôt.

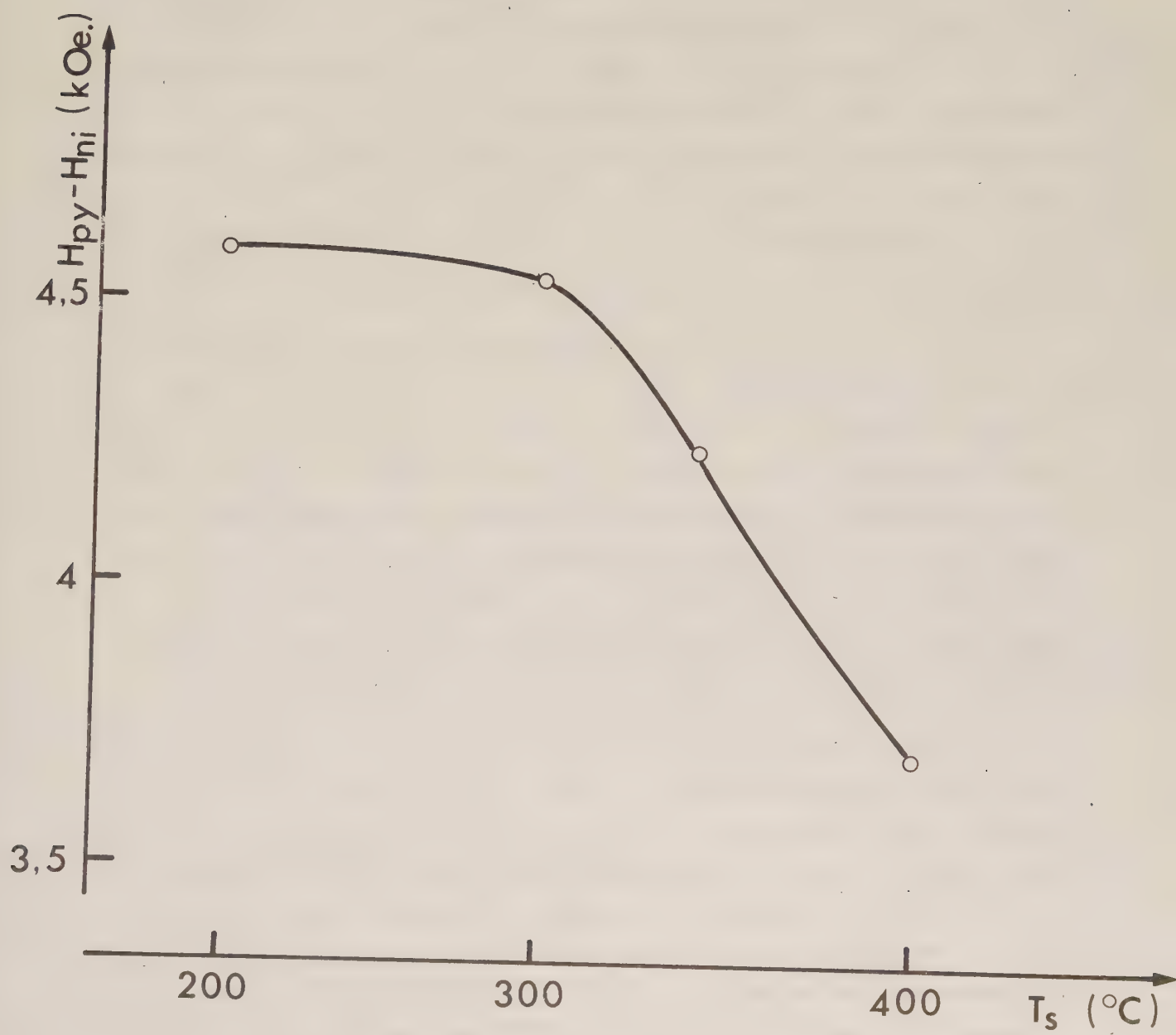


Fig. 29

faibles. Les processus de diffusion peuvent être contrôlés en employant différentes températures du substrat pendant le dépôt de la deuxième couche de l'échantillon composite ou bien encore en soumettant l'échantillon composite à un recuit sous vide après le dépôt.

Nous avons étudié en polarisation perpendiculaire les champs de résonance de couches fabriquées de la manière suivante :

- Dans un premier temps, on dépose simultanément une série de couches de permalloy d'épaisseur de l'ordre de $200 \text{ \AA}$, tous les substrats étant maintenus à la même température ($T_s \approx 300^\circ\text{C}$).

- La température des substrats est ensuite augmentée progressivement jusqu'à 400°C , deux couches de nickel sont alors déposées l'une sur un substrat vierge, l'autre sur une des couches de permalloy. L'épaisseur de ces couches de nickel est aussi de l'ordre de $200 \text{ \AA}$.

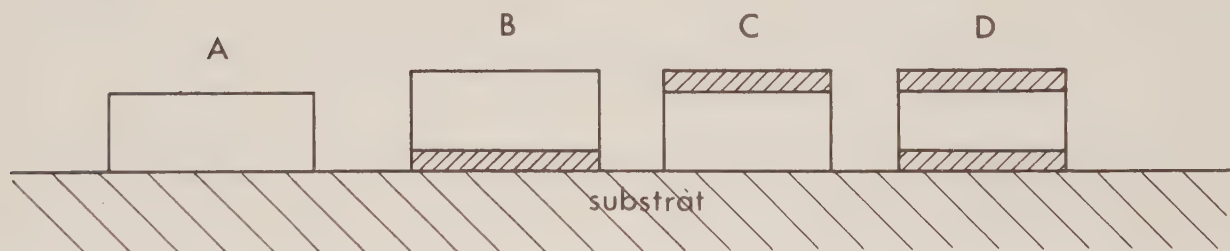
- La température du substrat est alors abaissée par paliers: à chaque palier on dépose deux couches de nickel de la même manière que précédemment.

Il faut noter que dans cette expérience toutes les couches de permalloy ont été déposées à la même température et ont subi le même traitement thermique. Il n'en est pas de même pour les couches de nickel. Pour les épaisseurs que nous avons utilisées, on observe seulement deux pics de résonance, l'un correspond à la résonance ferromagnétique de la couche de permalloy, l'autre à la résonance de la couche de nickel. Les champs de résonance sont présentés sur la figure 28 en fonction de la température du substrat pendant le dépôt de la couche de nickel. On voit que ces champs dépendent peu de la température jusqu'à une température de l'ordre de 280°C . Pour des températures supérieures à 300°C , la différence entre les deux champs de résonance décroît rapidement (Fig. 29). Ce comportement indique une diminution de l'aimantation effective de la couche de permalloy et une augmentation de celle du nickel. Une estimation très grossière de la profondeur de diffusion (d_0) peut être faite en supposant que pour les couches de permalloy par exemple, la variation des valeurs des champs de résonance est directement liée à la variation de la valeur moyenne de l'aimantation et en prenant un profil de diffusion de forme exponentielle. On trouve alors une profondeur de diffusion pratiquement nulle pour $T = 200^\circ\text{C}$, cette profondeur de diffusion augmente d'abord lentement avec la température ($d_0 \approx 22 \text{ \AA}$ pour $T \approx 300^\circ\text{C}$) puis rapidement pour des températures supérieures à 300°C ($d_0 \approx 80 \text{ \AA}$ pour $T \approx 350^\circ\text{C}$ et $d_0 \approx 120 \text{ \AA}$ pour $T \approx 400^\circ\text{C}$).

V-1-2. PREPARATION DES ECHANTILLONS.

L'étude du paragraphe précédent nous a amenés à choisir une température de dépôt relativement basse pour la fabrication des échantillons ($T_s \approx 200^\circ\text{C}$). Nous préparons simultanément huit échantillons différents, quatre échantillons sont déposés sur verre (échantillons polycristallins), quatre échantillons sont déposés sur de l'argent recristallisé sur mica (échantillons orientés). Chacune des deux séries est constituée de la manière suivante :

- La couche A est une couche de permalloy seule. (échantillon témoin).
- La couche B est constituée d'une couche de nickel (en contact avec le substrat) recouverte d'une couche de permalloy.
- La couche C d'une couche de permalloy recouverte d'une couche de nickel.
- La couche D est une couche de permalloy comprise entre deux couches de nickel d'épaisseur identique.



V-2 ETUDE EN POLARISATION PERPENDICULAIRE.

La figure 30 présente les spectres d'absorption en polarisation perpendiculaire pour des échantillons des types A, B et D dans le cas d'une épaisseur de permalloy $d_1 = 2\ 100\ \text{\AA}$ et d'une épaisseur de nickel $d_2 = 300\ \text{\AA}$. Les couches du type C présentent un spectre d'absorption tout à fait identique aux couches B.

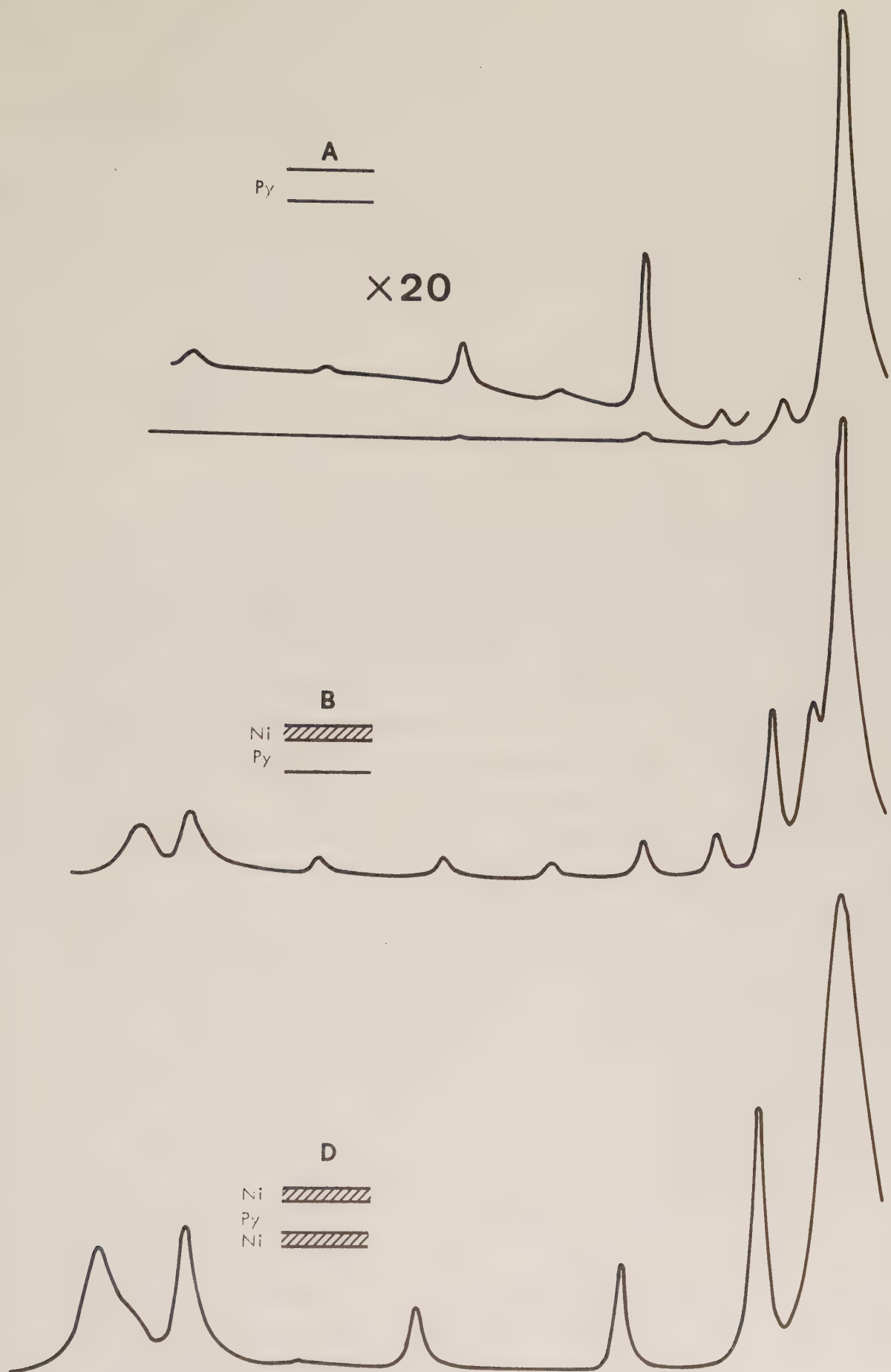


Fig. 30
Couches permalloy-nickel
Spectres d'absorption.

V-2-1. INTENSITE DES MODES.

D'une manière générale, l'excitation des modes de résonance des couches avec nickel est beaucoup plus forte que l'excitation des modes des couches témoins.

V-2-1-1. Couches B et C.

Les modes des couches B et C sont tous excités sans alternance pair-impair (Fig. 31). Ceci était prévisible car les couches de permalloy étant en contact avec le nickel sur une des faces seulement ont perdu tout caractère de symétrie. On note que les intensités décroissent d'abord pour croître ensuite avec le numéro du mode ; cette croissance de l'excitation pour les grands vecteurs d'ondes n'avait jamais été observée auparavant. En fait ce phénomène se comprend aisément : pour les premiers modes, l'onde dans le nickel est très rapidement décroissante de sorte que l'excitation due à la couche de nickel elle-même est très faible ; par contre la présence du nickel induit un blocage de l'aimantation à l'interface et c'est ce blocage qui est la cause principale de l'excitation. Lorsque l'ordre du mode augmente (c'est-à-dire lorsque le champ magnétique appliqué diminue), l'onde est de moins en moins vite atténuée dans le nickel, tandis que le blocage effectif diminue à l'interface, nous avons alors deux phénomènes contradictoires en compétition. Lorsque le champ appliqué approche de la valeur correspondant à la résonance ferromagnétique de la couche de nickel, le premier phénomène l'emporte sur le second et l'intensité croît. Il est évident que cette croissance de l'intensité pour les modes d'ordres élevés sera d'autant plus marquée que l'épaisseur de la couche du nickel sera grande. Il est étonnant que ce phénomène n'ait jamais été observé auparavant alors que les épaisseurs de nickel employées atteignaient 400 Å. Il est difficile d'en savoir la raison car les conditions exactes de préparation des films utilisés dans ces expériences nous sont inconnues. Ceci peut cependant être rapproché de nos premières expériences pour lesquelles nous avons employé une température de dépôt de l'ordre de 400°C et où nous observions une décroissance monotone de l'intensité en fonction du numéro du mode. Nous reviendrons sur ce problème dans le paragraphe V-2-2.

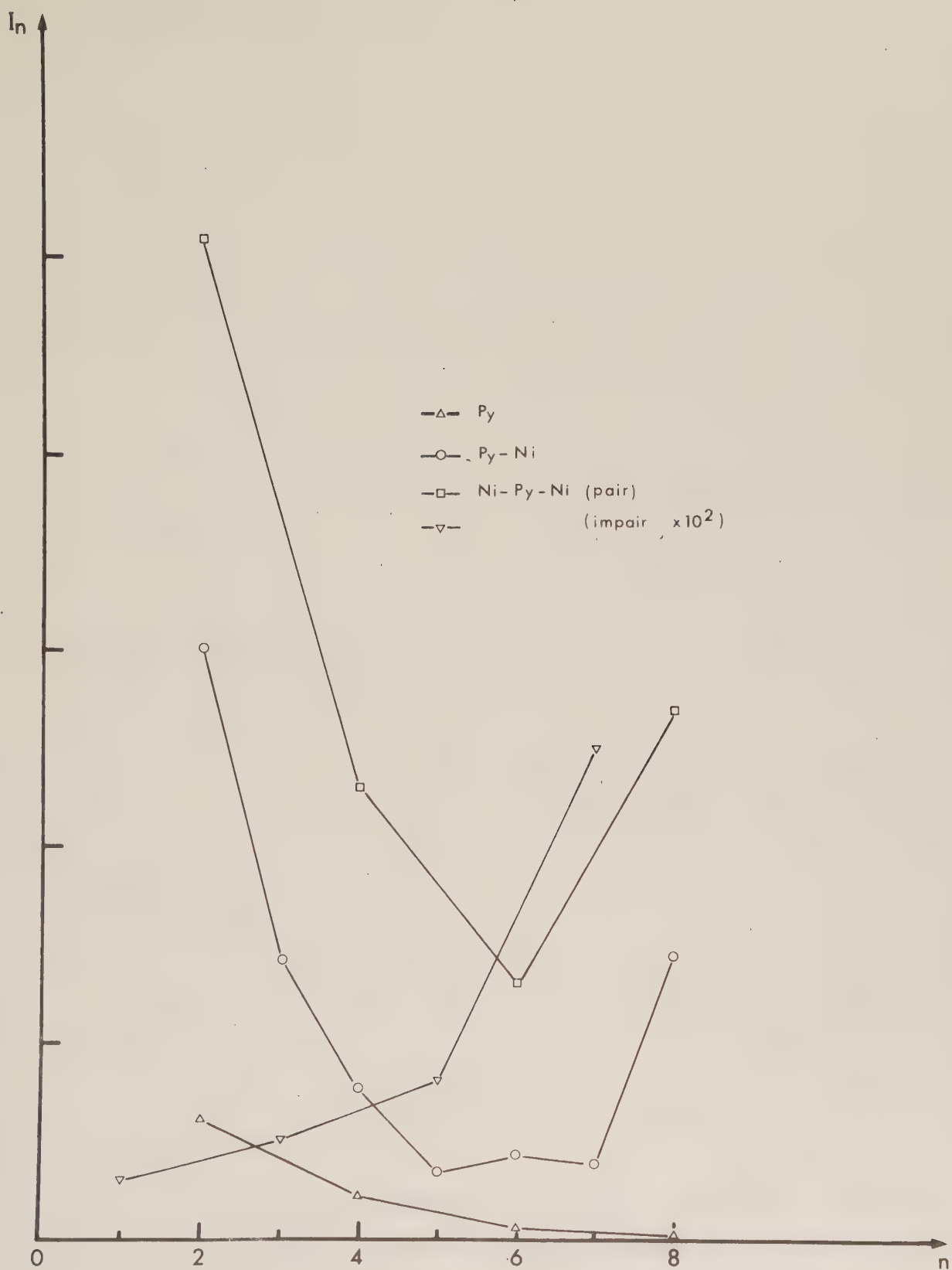


Fig. 31
Couches permalloy-nickel.
Excitation des modes.

V-2-1-2. Couche D.

Ici les modes d'ordre pair et les modes d'ordre impair ont un comportement très différent. Les modes d'ordre pair sont très excités ; les intensités commencent par décroître puis croissent avec le numéro du mode. L'excitation des modes impairs, qui est considérablement plus faible que celle des modes pairs, croît toujours avec le numéro du mode. Ceci vient du fait que les deux couches de nickel situées de part et d'autre de la couche de permalloy n'ont jamais des épaisseurs rigoureusement identiques. Tant que l'amplitude de l'onde est très faible sur les surfaces externes des couches de nickel, cette différence d'épaisseur est négligeable. L'influence de cette différence d'épaisseur est d'autant plus grande que l'on s'approche de la résonance ferromagnétique des couches de nickel.

V-2-2. POSITION DES MODES.

La figure 32 présente les champs de résonance des couches C et D en fonction du carré du numéro du mode en adoptant la même numérotation pour les trois couches. La couche témoin présente alors une loi quadratique, tandis que les champs de résonance des couches C et D sont déplacés vers les champs faibles.

L'équation caractéristique des vecteurs d'onde résonnants se déduit aisément de l'expression (II-35) en observant que dans une couche mince en polarisation perpendiculaire les ondes de spin sont sinusoïdales dans l'intervalle :

$$\frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M \leq H_{app} \leq 4 \pi M$$

Pour des champs appliqués plus élevés, l'onde est exponentiellement décroissante, pour des champs appliqués plus faibles, le matériau n'est

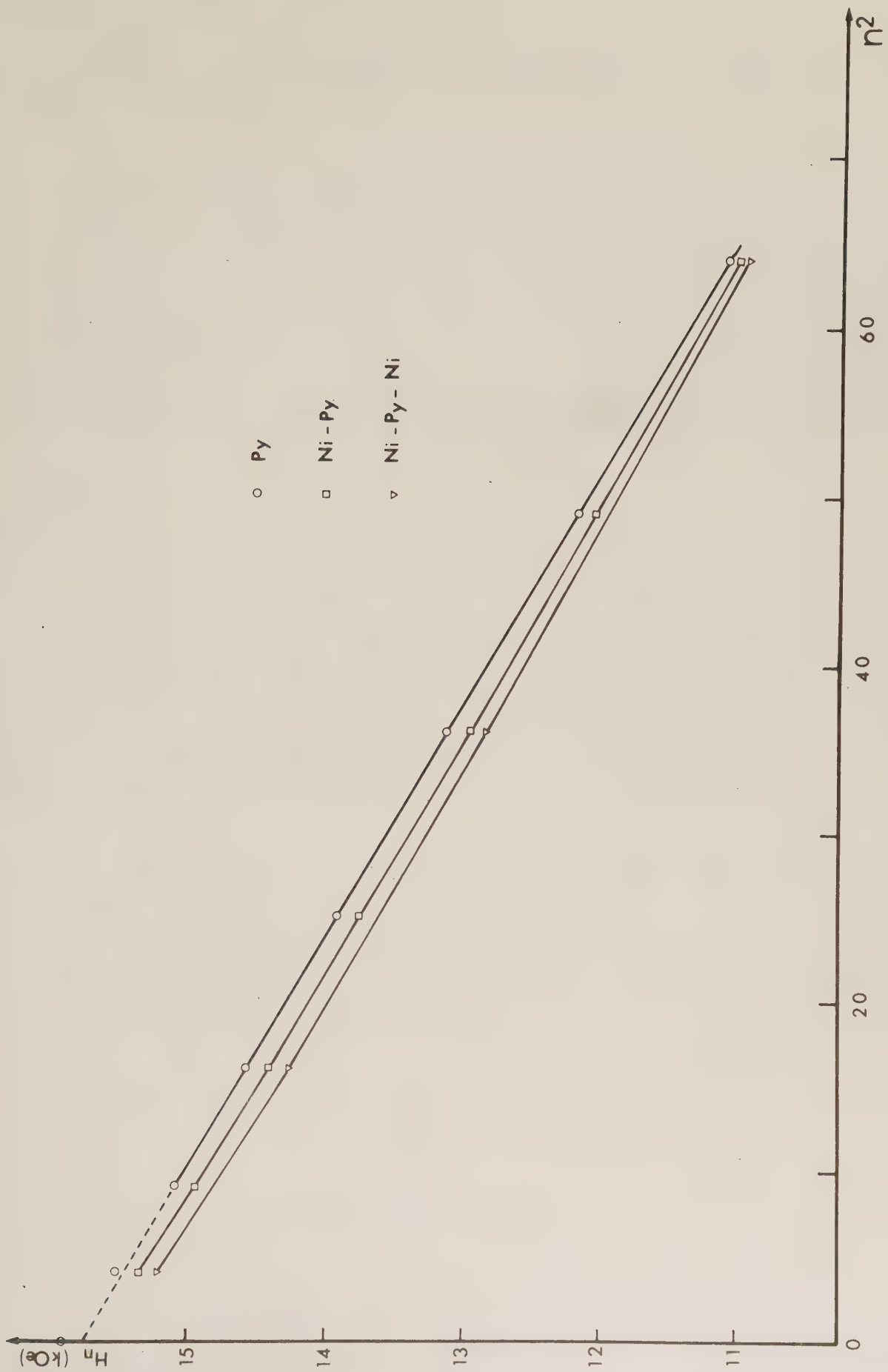


Fig. 32

Couches permalloy-nickel.
Relation de dispersion.

plus saturé. Dans le cas étudié ici, l'équation (II-35) s'écrit donc pour les films C et B :

$$\frac{\cotg k_1 d_1}{k_1 d_1} = \frac{A_1}{A_2} \frac{\coth k_2 d_2}{k_2 d_1} + \frac{A_1}{A_{12} d_1} - \left(\frac{A_1 + A_2}{2 A_2} \right) \frac{a}{d_1}$$

$$\text{pour } H_{app} \geq \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M_{Ni} \quad (V,1)$$

$$\text{et } \frac{\cotg k_1 d_1}{k_1 d_1} = - \frac{A_1}{A_2} \frac{\cotg k_2 d_2}{k_2 d_1} + \frac{A_1}{A_{12} d_1} - \left(\frac{A_1 + A_2}{2 A_2} \right) \frac{a}{d_1}$$

$$\text{pour } \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M_{Ni} \leq H_{app} \leq 4 \pi M_{Py}$$

Les vecteurs d'ondes k_1 dans le permalloy et k_2 dans le nickel sont liés par l'expression :

$$\frac{2 A_1}{M_1} k_1^2 = \left(\frac{\omega}{\gamma_1} + 4 \pi M_1 \right) - H_{app} \quad (V,2)$$

$$\frac{2 A_2}{M_2} k_2^2 = \left(\frac{\omega}{\gamma_2} + 4 \pi M_2 \right) - H_{app}$$

Pour les films du type D, l'équation caractéristique garde la même forme à condition de remplacer d_1 par $d_1/2$.

La comparaison des champs de résonance des films témoins (A) et des films composites (B par exemple) permet d'obtenir expérimentalement la variation du second membre de l'expression (V-1).

En effet, les champs de résonance :

$$H_n^A = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M_1 - \frac{2 A_1}{M_1} \left(\frac{n \pi}{d} \right)^2$$

$$H_n^B = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M_1 - \frac{2 A_1}{M_1} \left(k_n^B \right)^2$$

permettent de calculer les vecteurs d'onde résonnants k_n^B :

$$k_n^B = \left[n^2 \pi^2 + \frac{M d_1^2}{2 A_1} (H_n^A - H_n^B) \right]^{\frac{1}{2}}$$

et la quantité $\frac{M d_1^2}{2 A_1}$ peut se déduire directement des champs de résonance de la couche témoin :

$$\frac{M d_1^2}{2 A_1} = \frac{4 \pi^2 (n+1)}{H_n^A - H_{n+2}^A}$$

Ayant déterminé la quantité $k_n^B d_1$, il est facile de calculer la quantité :

$$f(k_1 d_1) = \frac{\cotg k_1 d_1}{k_1 d_1}$$

La figure 33 présente la variation expérimentale de cette fonction.

Sur cette figure ont été portées aussi les variations de la fonction calculée à l'aide des expressions (II-1) et en utilisant les paramètres suivants :

$$A_1 = 10^{-6} \text{ erg/cm}$$

$$A_2 = 0,75 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm.}$$

$$4\pi M_2 = 4 \cdot 950 \text{ gauss.}$$

$$g = 2,1$$

$$\text{et } \left(\frac{A_1}{A_{12}} - \frac{A_1 + A_2}{2 A_2} \alpha \right) = 0$$

L'accord entre les points expérimentaux et la courbe calculée est remarquable ; les paramètres utilisés étant tout à fait compatibles avec les valeurs communément admises pour le nickel, nous en concluons que le couplage à l'interface entre une couche de nickel et une couche de permalloy est de l'ordre de grandeur du couplage d'échange dans les matériaux massifs.

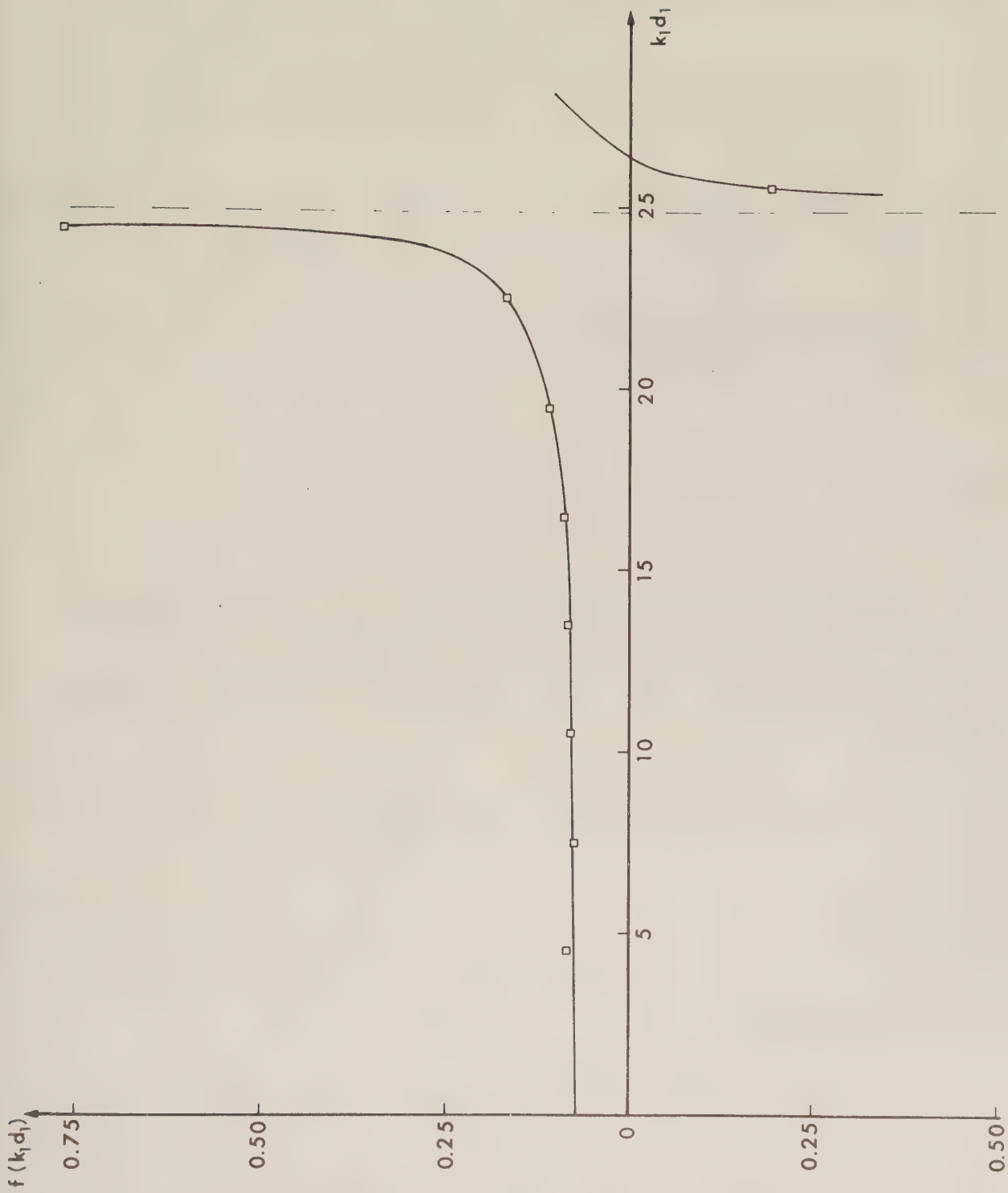


Fig. 33

V-2-3. COMPARAISON AVEC LE PINNING STATIQUE.

L'équation caractéristique en "Pinning statique" s'écrit :

$$\frac{\cotg k_1 d_1}{k_1 d_1} = \frac{A_1}{K_s d_1} \quad (V,3)$$

En comparant les expressions (V-1) et (V-3), on peut dire que la présence de la couche de nickel induit une anisotropie de surface effective :

$$K_{s \text{ eff}} = \frac{A_2 k_2}{\coth k_2 d_2}$$

Il est clair que cette anisotropie de surface est une fonction du vecteur d'onde k_1 car k_1 et k_2 sont liés par les expressions (V-2).

Pour les premiers modes et une épaisseur de nickel pas trop faible $\coth k_2 d_2 \approx 1$ et

$$K_{s \text{ eff}} \approx \sqrt{A_2 M_2 2 \pi \Delta M} \left(1 - \frac{A_1 k_1^2}{2 \pi M_1 \Delta M} \right)$$

Lorsque $\frac{2A_1}{M_1} k_1^2 < 4\pi\Delta M$, c'est-à-dire loin de la résonance ferromagnétique de la couche de nickel :

$$K_{s \text{ eff}} \approx \sqrt{2 \pi \Delta M A_2 M_2}$$

Soit avec les paramètres utilisés : $k_{s \text{ eff}} \approx 0,8 \text{ erg/cm}^2$.

L'équation caractéristique peut se résoudre par un développement de $\cotg k_1 d_1$ à proximité des valeurs $k_1 d_1 = (2n+1) \pi/2$.

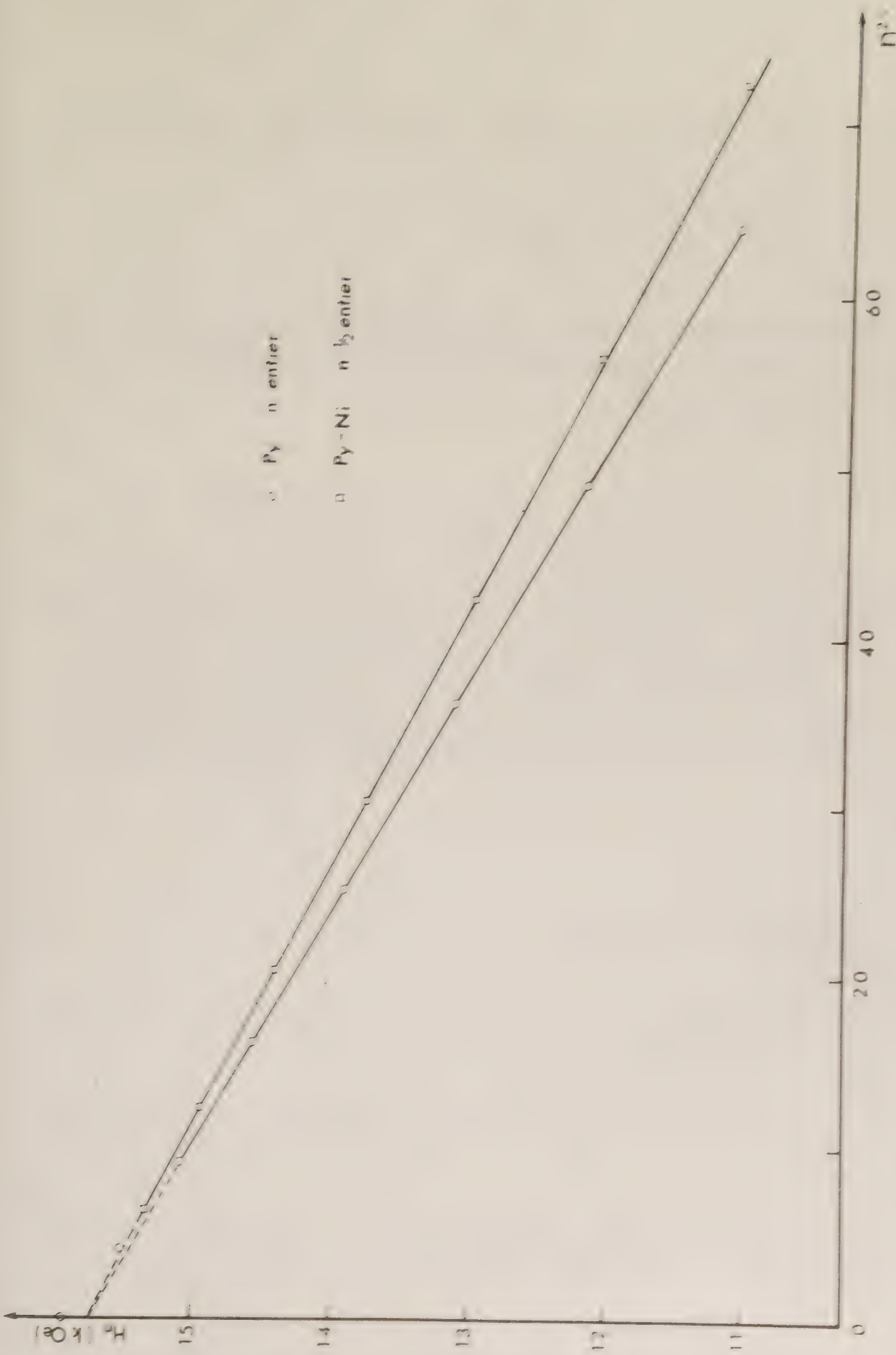


Fig. 34
 Couches permalloy-nickel.
 Relation de dispersion.

Les vecteurs d'onde résonnants sont alors donnés par l'expression :

$$k_{1n} = \frac{(2n+1)\pi}{2d_1 \left(1 + \frac{A_1}{K_{seff} d_1}\right)}$$

C'est-à-dire que les résultats sont identiques à ceux correspondant à un blocage complet de l'aimantation, mais avec une épaisseur effective :

$$d_{eff} = d + \frac{A_1}{K_{seff}}$$

plus grande que l'épaisseur réelle de la couche de permalloy.

Une illustration de ce phénomène est donnée sur la figure 34 où sont présentés les champs de résonance de la couche C, mais en adoptant une numérotation demi entière pour les modes ainsi que les champs de résonance de la couche A pour lesquels on a conservé la numérotation entière.

Ce comportement explique sans doute les conclusions de Ondriss et Gartner [60], d'autant plus que les expériences rapportées ont été faites à 9 GHz où seuls les premiers modes de résonance peuvent être observés.

V-3. ETUDE EN POLARISATION OBLIQUE.

La relation entre les champs appliqués et le vecteur d'onde a été explicitée au chapitre II :

$$H_{app} \cos(\theta - \phi) - 4\pi M \cos^2 \theta = \left[(2\pi M \sin^2 \theta)^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - 2\pi M \sin^2 \theta - \frac{2A}{M} k^2 \quad (V,4)$$

θ et φ sont respectivement les angles que font l'aimantation et le champ appliqué avec la normale au plan du film et sont liés par la relation :

$$\frac{H_0}{2\pi M} = \frac{\sin 2\theta}{\sin(\theta - \phi)}$$

L'expression (V-4) montre que les champs de résonance de deux films d'aimantation différente présentent des points de croisement lorsque l'angle de polarisation varie. La théorie des circuits couplés montre qu'en général de tels points de croisement sont évités, il est donc intéressant d'étudier le comportement des films composites autour de ces points de croisement. Avant d'aborder cette étude nous allons cependant rappeler rapidement les résultats obtenus dans le cas des films simples.

V-3-1. FILMS SIMPLES.

Un grand nombre de travaux ont été publiés sur ce sujet [63]. La plupart des auteurs rapportent que pour un angle donné, les ondes de spin d'ordre supérieur disparaissent et seule est observable la résonance principale. Cet angle a été appelé l'angle critique. L'interprétation proposée repose sur le modèle d'aimantation inhomogène de Portis. Dans ce cas, il existe un angle pour lequel le mode de précession uniforme correspond au même champ appliqué dans tout le film (c'est-à-dire que le champ appliqué est indépendant de petites variations dans l'aimantation). Les auteurs concluent que pour cet angle aucune onde de spin d'ordre supérieur n'est excitée. Ce raisonnement est faux ; en effet, s'il existe bien un angle où la précession uniforme correspond au même champ appliqué dans tout le film, ceci n'est vrai que pour un champ appliqué donné. Nous allons voir qu'en réalité chaque mode d'onde de spin disparaît pour un angle différent.

La figure 35 montre l'excitation I_n des modes d'ordre 6, 8 et 10 d'un film de $3\ 730\ \text{\AA}$ d'épaisseur en fonction de l'angle ϕ . Les modes 2 et 4 qui sont partiellement confondus avec la résonance principale ne permettent pas une mesure précise de l'intensité. Les modes d'ordre plus élevé que 10 ont des champs de résonance trop faibles pour être observables à de grands angles. La figure 35 montre que l'excitation de chaque mode s'annule pour un angle donné et que cet angle décroît lorsque le numéro du mode croît.

Nous avons donné au chapitre III, l'expression de l'excitation des modes d'ordre élevé dans le cas d'inhomogénéité dans

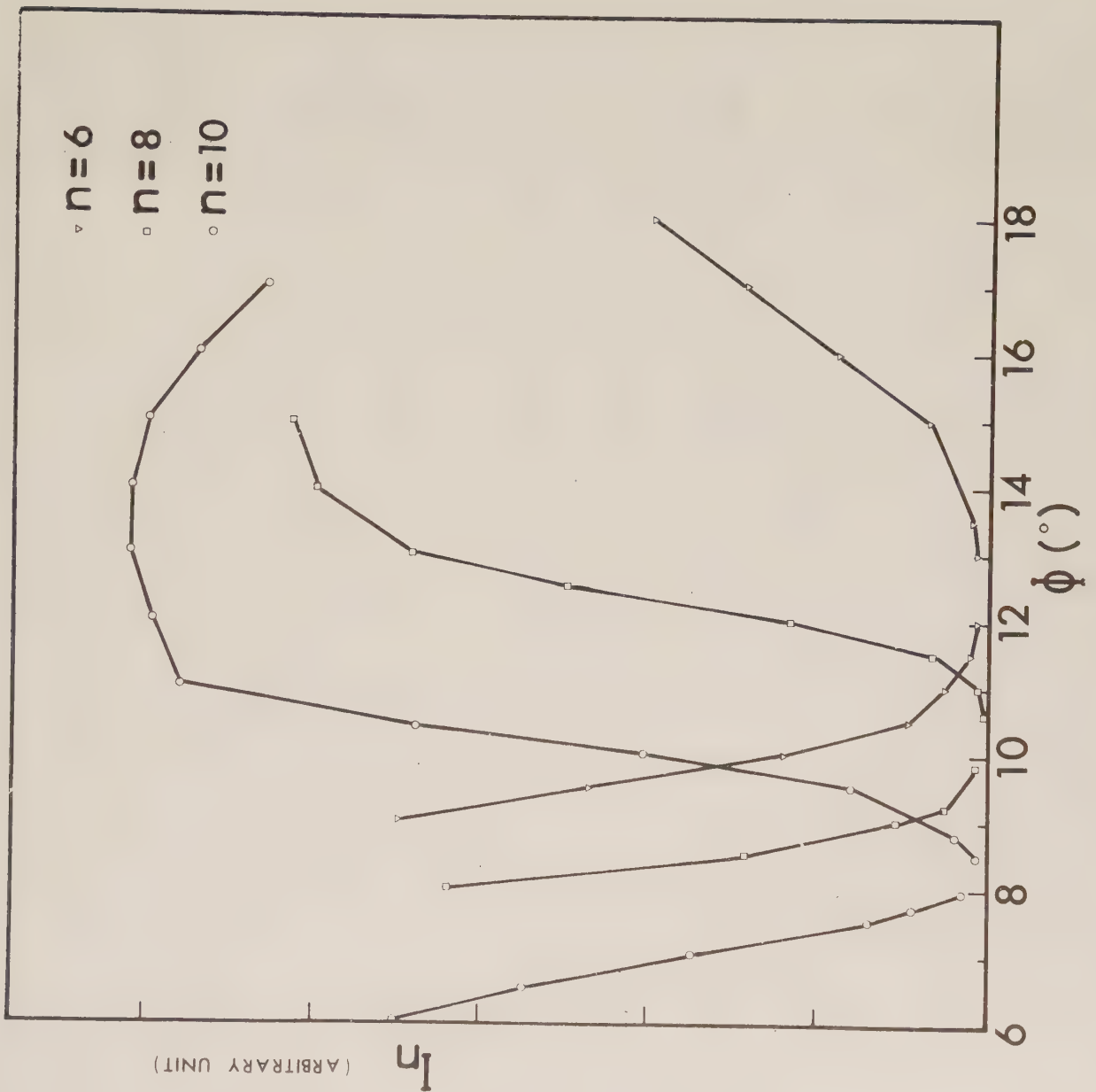


Fig. 35

Film simple.

Excitation des modes en fonction de l'angle de polarisation.

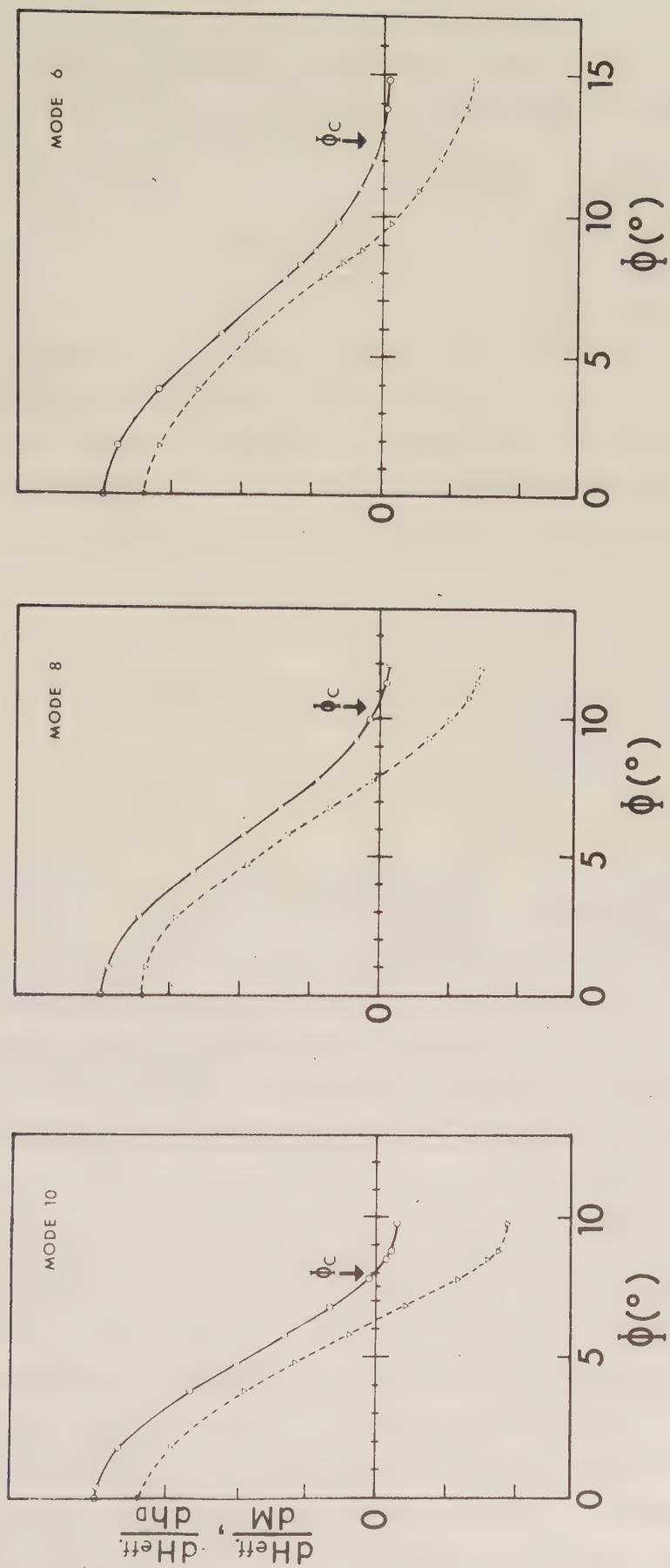


Fig. 36

le champ interne du film. Cette excitation est simplement proportionnelle au carré du module de la composante de Fourier de la fonction

$$f(z) = \alpha^{-1} \left(1 + \frac{\delta\lambda}{\langle \lambda \rangle} \right)$$

où l'ellipticité α et l'inhomogénéité $\delta\lambda$ sont des fonctions de z . Si la variation de la fonction $f(z)$ n'est pas trop rapide, c'est-à-dire si cette fonction n'oscille pas dans l'épaisseur de la couche, sa composante de Fourier ne s'annulera que si la fonction elle-même s'annule. Dans le cas où les inhomogénéités proviennent de variation de l'aimantation, l'annulation de l'excitation correspondra donc à la condition :

$$\frac{\delta f}{\delta M} = 0$$

Si les inhomogénéités sont causées par des variations dans le champ démagnétisant, cette condition sera :

$$\frac{\delta f}{\delta h_D} = 0$$

La figure 36 présente les variations de $\frac{\delta f}{\delta M}$ et $\frac{\delta f}{\delta h_D}$ calculées avec les valeurs expérimentales du champ appliqué et de l'angle ϕ pour chaque mode. Dans les deux cas les valeurs de l'angle critique décroissent lorsque le numéro du mode croît. Cependant les valeurs calculées dans l'hypothèse d'une aimantation inhomogène sont toujours plus grandes que les valeurs trouvées avec l'hypothèse d'un champ démagnétisant inhomogène. Cette différence de l'ordre de $1,5^\circ$ est très supérieure à la précision avec laquelle est déterminé expérimentalement l'angle critique ($\Delta\phi_c \approx 0,2^\circ$). Les valeurs expérimentales, indiquées par des flèches sur la figure 36 sont très voisines des valeurs calculées dans l'hypothèse d'un champ démagnétisant inhomogène. Il semble donc que, au moins dans nos films, la cause principale des variations dans le champ interne soit des inhomogénéités de champ démagnétisant. Remarquons que Wigen [64] est parvenu à une conclusion analogue pour l'étude des largeurs de raie des modes en fonction de la température. Schlömann [65] a montré que de faibles variations de champ démagnétisant peuvent avoir pour origine des irrégularités dans la topographie des surfaces des films.

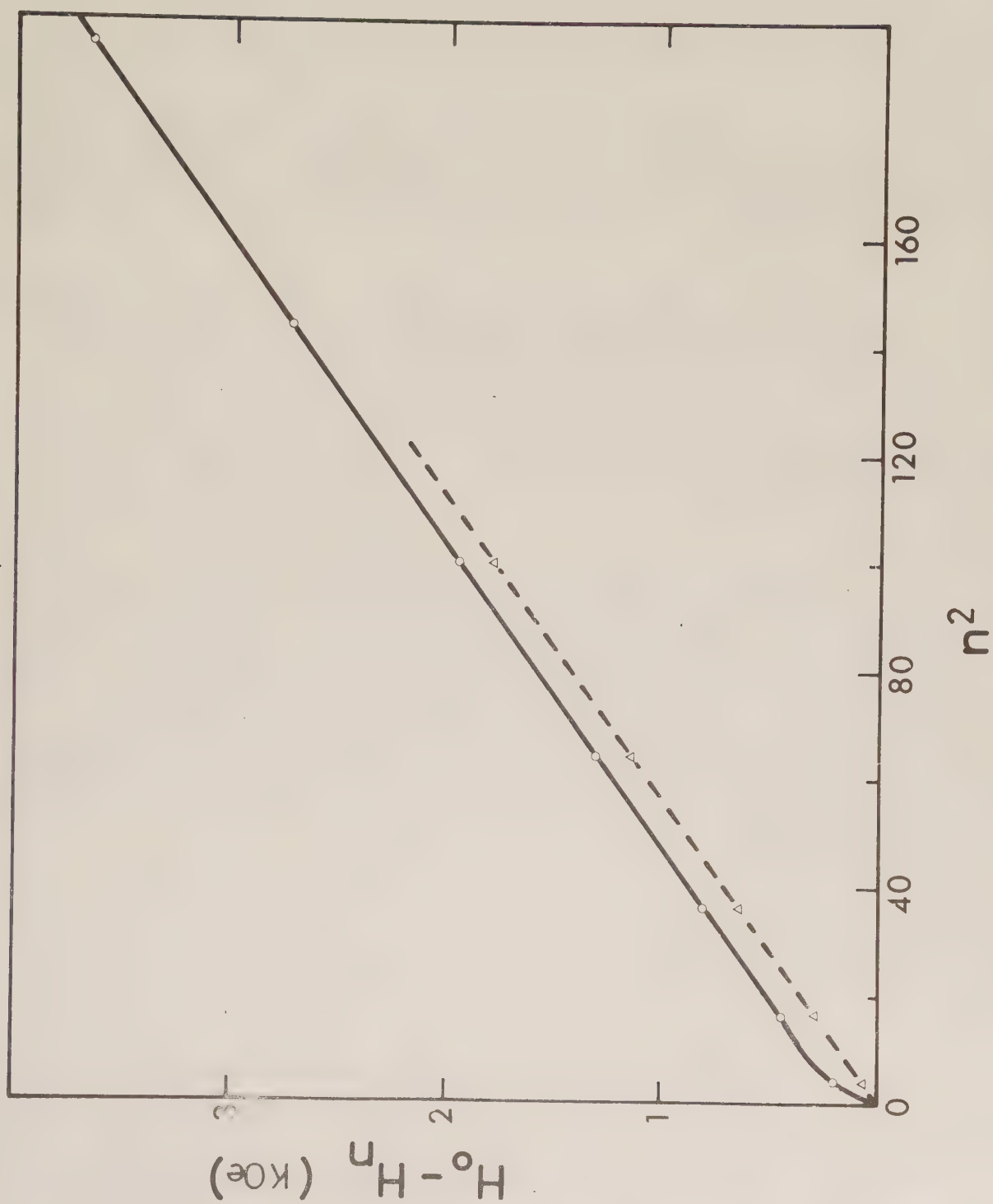


Fig. 37

Aux angles critiques, le champ interne est au premier ordre indépendant des inhomogénéités, de sorte que la quantité $\frac{2A}{M} k_n^2$ peut être calculée à l'aide de la formule (V-4). Cette quantité, calculée pour chaque mode à l'angle où l'excitation est nulle, est portée sur la figure 37. La loi est alors parfaitement quadratique jusqu'au premier mode.

V-3-2. FILM COMPOSITE.

Les films composites permalloy-nickel ont un comportement tout à fait différent de celui des films simples.

V-3-2-1. Position des modes.

La figure 38 présente les variations des champs de résonance en fonction de l'angle ϕ pour une couche composite d'épaisseur $d_1 = 1150 \text{ \AA}$ et $d_2 = 250 \text{ \AA}$. Sur la même figure sont portés en pointillé les champs de résonance des modes 2 et 3 de la couche témoin de permalloy et le champ de la résonance principale de la couche témoin de nickel. Le phénomène d'évitement des points de croisement est particulièrement clair sur les modes d'ordres élevés.

V-3-2-2. Intensité des modes.

L'intensité des modes 4 et 5 d'une couche composite $d_1 = 2100 \text{ \AA}$ et $d_2 = 350 \text{ \AA}$ est présentée sur la figure 39 en même temps que l'intensité du mode 4 de la couche de permalloy témoin. D'une manière générale, l'intensité d'un mode commence par décroître légèrement puis augmente rapidement pour présenter un maximum très prononcé dans la zone d'évitement. L'intensité décroît brusquement ensuite. L'explication qualitative de ce phénomène est très simple et est illustrée par la figure 39b où l'allure de l'amplitude du mouvement de l'aimantation est présentée pour différentes valeurs de l'angle

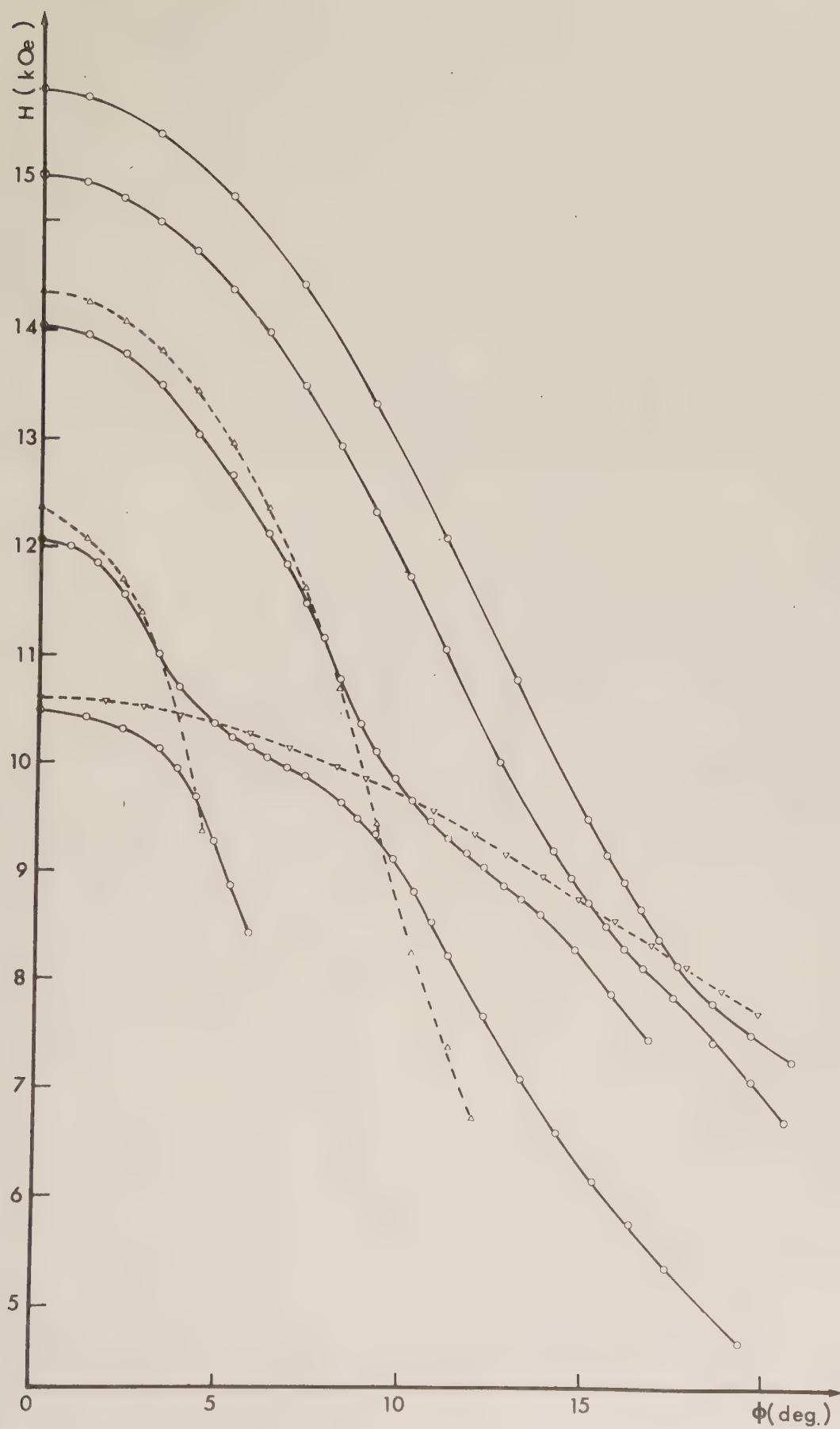


Fig. 38

Couches permalloy-nickel.

Champs de résonance en fonction de l'angle de polarisation.

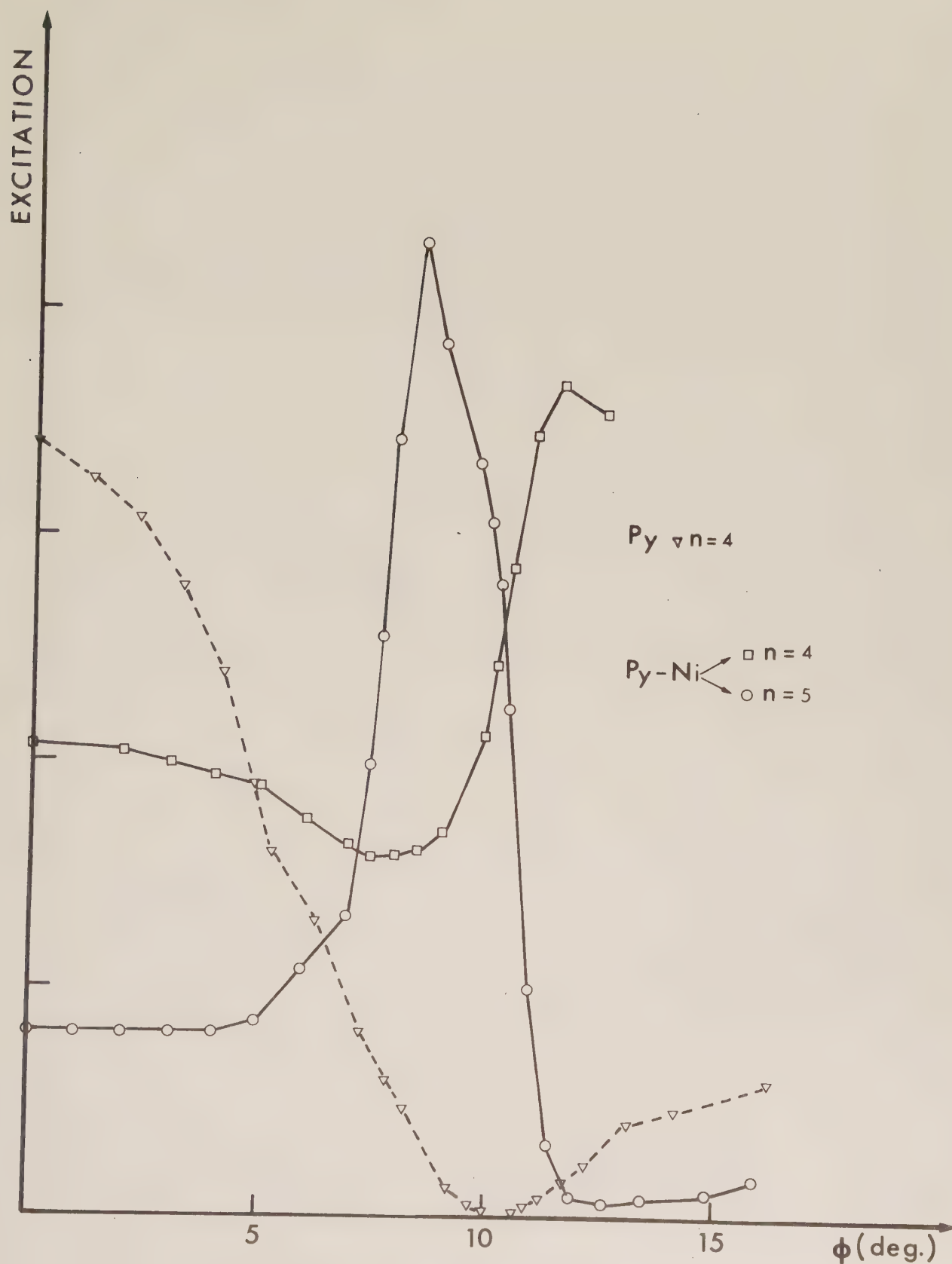


Fig. 39

Couches permalloy-nickel.

Excitation des modes en fonction de l'angle de polarisation.

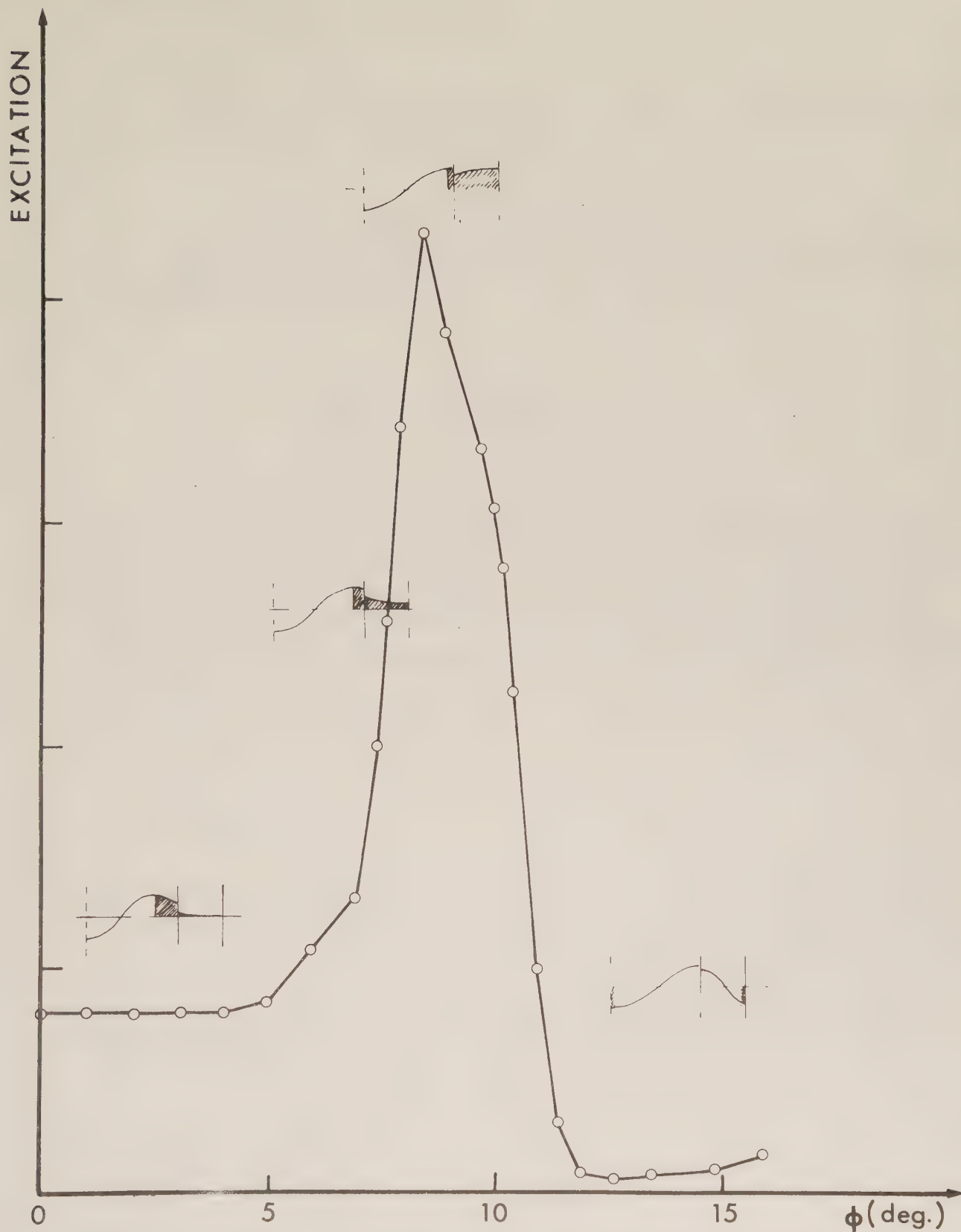


Fig. 39 b

Couches permalloy-nickel.

Illustration de la variation de l'excitation d'un
mode avec l'angle de polarisation.

V-3-2-3. Interprétation.

L'interprétation qualitative du comportement en polarisation oblique des films composites soulève deux difficultés.

a) position d'équilibre de l'aimantation.

L'angle θ que fait l'aimantation avec la normale au film est lié à l'angle ϕ par la relation

$$\frac{H_0}{2\pi M} = \frac{\sin 2\theta}{\sin(\theta - \phi)}$$

Pour un angle ϕ donné, la position d'équilibre de l'aimantation est donc différente dans deux films dont les aimantations à saturation sont différentes. Cet écart atteint des valeurs importantes (de l'ordre de 30° dans le cas permalloy-nickel). Il se forme alors une zone de transition analogue à une paroi de domaine de manière à minimiser l'énergie totale du système.

On sait que l'énergie

$$E = \int_V \epsilon(\theta) dv$$

avec

$$\epsilon(\theta) = A \left(\frac{\delta \theta}{\delta z} \right)^2 + 2\pi M \cos^2 \theta - MH \cos(\theta - \phi) \quad (V,5)$$

doit être minimale à l'équilibre. Cette condition est équivalente aux équations d'Euler :

$$\frac{\delta \epsilon}{\delta \theta} - 2A \frac{\delta^2 \theta}{\delta z^2} = 0 \quad (V,6)$$

avec pour conditions aux limites :

$$0 = \frac{\delta \theta}{\delta z} \quad \text{sur les surfaces des films}$$

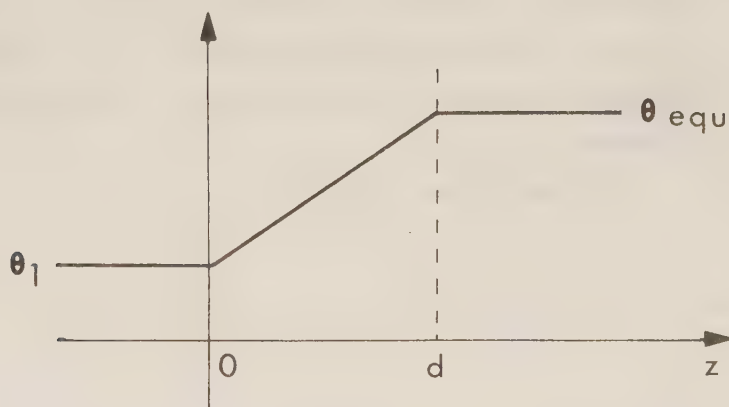
et la condition (II-16) à l'interface.

L'équation (V-6) n'est pas résoluble analytiquement, aussi pour estimer l'ordre de grandeur de la zone de transition utiliserons nous un modèle très simplifié analogue à celui employé pour le calcul élémentaire de l'épaisseur d'une paroi de Bloch. Considérons un système magnétique dont la densité d'énergie soit donnée par (V-5) et supposons qu'en $z = 0$, l'aimantation soit fixée et fasse un angle θ_1 avec l'axe de référence. Nous voulons déterminer au bout de quelle distance d , l'aimantation retrouvera sa position d'équilibre. Nous supposons que la variation de l'angle θ est linéaire, c'est-à-dire que :

$$\theta = \theta_1 \quad z < 0$$

$$\theta = \frac{\theta_{eq} - \theta_1}{d} z + \theta_1 \quad 0 \leq z \leq d$$

$$\theta = \theta_{eq} \quad z > d$$



L'énergie du système se calcule aisément :

$$E = \frac{A(\theta_1 - \theta_{eq})^2}{d} + \varepsilon(\theta_{eq}) d \left(1 - \frac{(\theta_1 - \theta_{eq})^2}{6} \right) \quad (V,7)$$

La valeur de d correspondant à l'énergie minimale s'obtient en annulant la dérivée de (V-7).

Une application numérique avec les paramètres de notre problème montre que l'épaisseur de la zone de transition atteint 250 Å, c'est-à-dire que l'existence de cette zone ne peut pas être négligée dans une analyse quantitative.

b) Raccordement des ondes à l'interface.

Même en négligeant la zone de transition, c'est-à-dire en supposant que la rotation de l'aimantation soit brutale à l'interface, les conditions de raccordement (II-16) couplent les ondes de spin ordinaire et extraordinaire des matériaux massifs. Le calcul de l'équation caractéristique, en tenant compte de ce couplage, peut être mené à bien au prix d'une algèbre assez lourde (annulation d'un déterminant 4x4). Dans nos conditions expérimentales où les ondes de spin ordinaires sont très rapidement atténuées, le résultat est cependant simple :

$$A_2 \frac{\cotg k_1 d_1}{k_1} + A_1 \frac{\cotg k_2 d_2}{k_2} = \frac{A_1}{A_{12}} - \left(\frac{A_1 + A_2}{2} \right) \alpha + \beta \frac{M_1 M_2}{\sqrt{k_1 k_2}}$$

$$\beta = \frac{(\alpha'_2 - \alpha_1 + \cos(\theta_2 - \theta_1) - 1)(\alpha'_1 - \alpha_2 + \cos(\theta_2 - \theta_1) - 1)}{(\alpha'_2 - \alpha_2)(\alpha'_1 - \alpha_1)}$$

α_i et α'_i sont respectivement les ellipticités des ondes de spin ordinaire et extraordinaire dans le milieu i .

L'équation caractéristique a la même forme qu'en polarisation perpendiculaire. Au membre de droite, qui en polarisation perpendiculaire est caractéristique du seul couplage entre les deux couches, s'ajoute une fonction complexe de l'angle de polarisation.

CHAPITRE VI

COUPLAGE A TRAVERS UNE MINCE COUCHE D'OR

TABLE DES MATIERES

	Page
VI-1 RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	134
VI-1-1 Couplage en fonction de l'épaisseur d'or.....	136
VI-1-2 Influence d'un recuit.....	136
VI-1-2-1 Couche Py-Au.....	136
VI-1-2-2 Couche Py-Au-Py.....	138
VI-2 COMPARAISON AVEC LES RESULTATS ANTERIEURS.....	139
VI-3 ORIGINE DU COUPLAGE.....	143
VI-3-1 Echange indirect.....	143
VI-3-2 Couplage "peau d'orange".....	144
VI-3-3 Couplage par trous.....	145
VI-3-4 Diffusion.....	145

En reprenant d'anciennes expériences de C. Maurain [66], des chercheurs du Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal de Grenoble (que nous désignerons dans la suite par "L.E.P.M.") [21], [67] ont mis en évidence l'existence d'un couplage indirect entre deux films ferromagnétiques superposés, séparés par une mince couche d'un matériau non ferromagnétique.

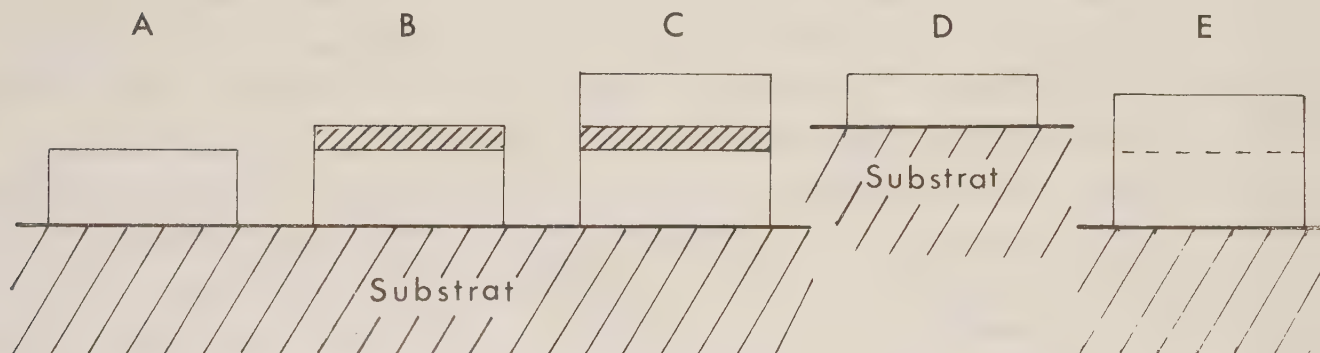
Différentes techniques de mesure statique ou dynamique basse fréquence ont été mises en oeuvre pour mesurer la valeur de ce couplage. Les deux couches ferromagnétiques devant avoir des champs coercitifs très différents sont constituées, l'une de permalloy (81 Ni, 19 Fe) (couche douce), l'autre d'un alliage de Fe, Ni, Co de proportion variable (couche dure). Les couches intermédiaires les plus étudiées sont métalliques (or, argent, chrome et palladium). Un des résultats essentiels de l'étude du L.E.P.M. est la persistance du couplage jusqu'à des valeurs relativement grandes de l'épaisseur de la couche intermédiaire (de l'ordre de 120 Å dans le cas de l'or). Dans le but de comparer notre technique de mesure à celles utilisées au L.E.P.M., nous avons étudié une structure identique. Dans nos expériences cependant, les deux couches ferromagnétiques sont constituées du même matériau (81 Ni, 19 Fe).

RESULTATS EXPERIMENTAUX.

La méthode de mesure utilisée est identique à celle exposée aux chapitres IV et V et consiste à comparer les champs de résonance des couches composites et des couches composantes. Nous fabriquons simultanément cinq échantillons différents suivant le processus suivant :

- a) dépôt de trois couches identiques de permalloy,
- b) dépôt sur deux de ces couches de l'épaisseur désirée d'or,
- c) dépôt de trois couches identiques de permalloy, l'une sur un des échantillons obtenus en (a), l'autre sur un des échantillons obtenus en (b), la troisième sur un substrat vierge.

Pour tous les échantillons étudiés, nous avons utilisé une température de substrat de 160°C pendant l'évaporation.



La comparaison des couches A et B permet d'étudier l'influence d'une simple couche d'or sur les propriétés de la couche de permalloy. Nous avons constaté que les spectres des couches A et B sont rigoureusement identiques (position, intensité aussi bien que largeur de raie des modes) et ceci quelle que soit l'épaisseur d'or. L'étude de l'échantillon E permet de contrôler que, en l'absence de couche intermédiaire, les deux couches ferromagnétiques sont bien couplées. Cette précaution nous met à l'abri d'erreurs de mesure causées par une contamination accidentelle de l'interface. La comparaison des champs de résonance des couches B et C permet de déterminer la valeur du couplage.

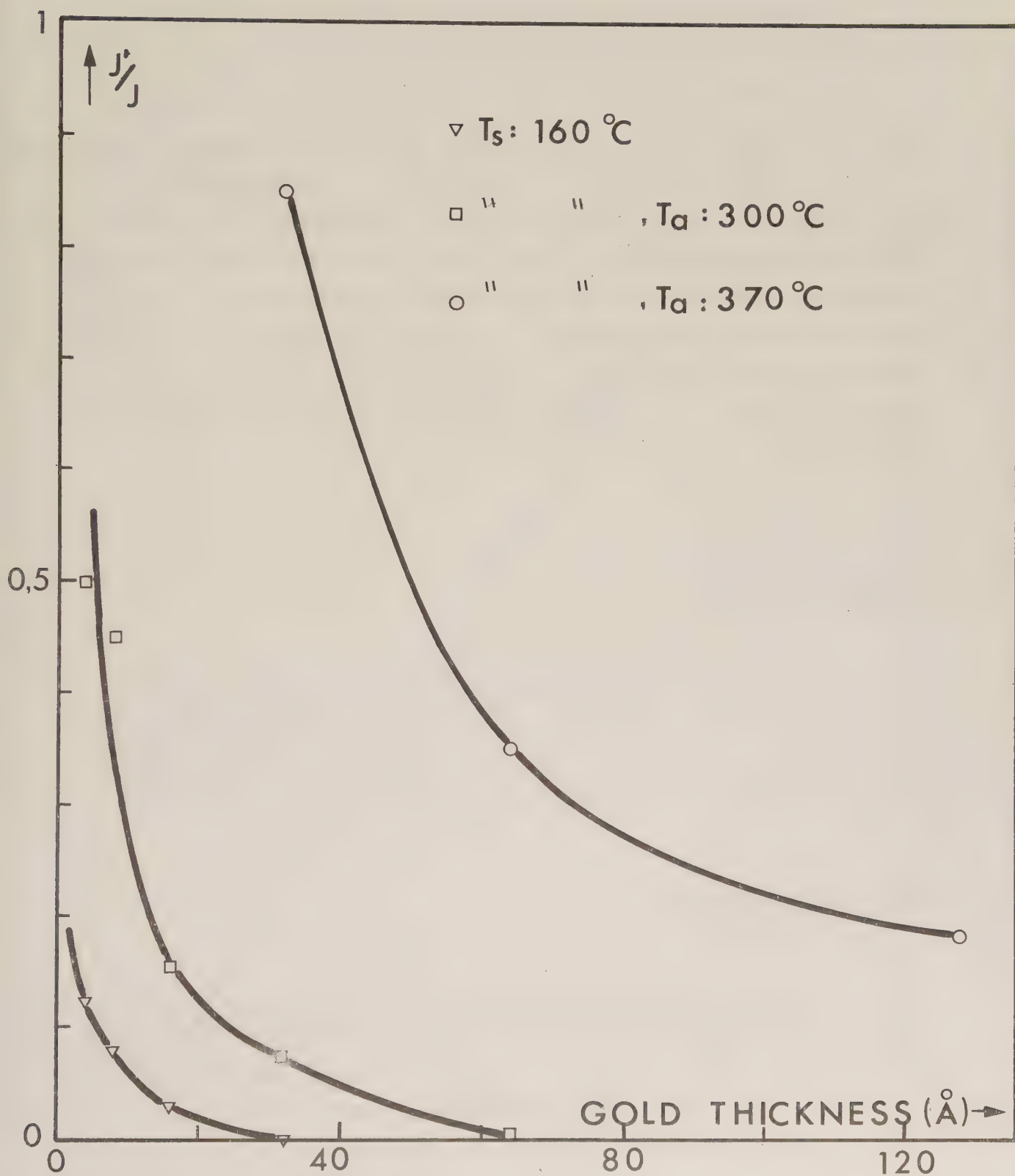


Fig. 40

Couches permalloy-or-permalloy.

Variations du couplage en fonction de l'épaisseur de la couche d'or.

VI-1-1. COUPLAGE EN FONCTION DE L'ÉPAISSEUR DE LA COUCHE INTERMÉDIAIRE.

La figure 40 présente l'évolution du couplage en fonction de l'épaisseur de la couche intermédiaire. Pour des épaisseurs d'or supérieures à 30 Å, le spectre d'absorption de la couche composite est une simple superposition des spectres des couches composantes, les couches sont alors totalement découplées. Pour des épaisseurs de couche intermédiaire inférieures à 10 Å, il semble qu'un paramètre de couplage A_{12} indépendant de la longueur d'onde des ondes de spin, soit insuffisant pour permettre une interprétation complète des résultats. Pour ajuster les valeurs des champs de résonance avec les solutions de l'équation caractéristique, nous sommes amenés à introduire une variation du paramètre de couplage avec le vecteur d'onde. Le paramètre de couplage croît avec le vecteur d'onde : pour une épaisseur d'or de 4 Å, la grandeur $\frac{A_{12}}{A}$ varie de 0,09 à 0,16 lorsque le vecteur d'onde varie de 10^{-3} Å^{-1} à $5 \cdot 10^{-2} \text{ Å}^{-1}$.

VI-1-2. INFLUENCE D'UN RECUIT.

Un recuit sous vide des couches composites déposées à faible température modifie considérablement les valeurs de couplage mesurées. Un recuit a aussi une influence importante sur des couches constituées d'un film de permalloy recouvert d'un film d'or (échantillon du type B).

VI-1-2-1. Couche de permalloy-or.

La figure 41 présente les champs de résonance d'une couche de permalloy-or (épaisseur de Py 2 020 Å, épaisseur de Au = 125 Å) en même temps que ceux d'une couche identique mais ayant subi un recuit de 7 h à 370°C. Cette figure est à comparer à la figure 15 bis (p. 71),

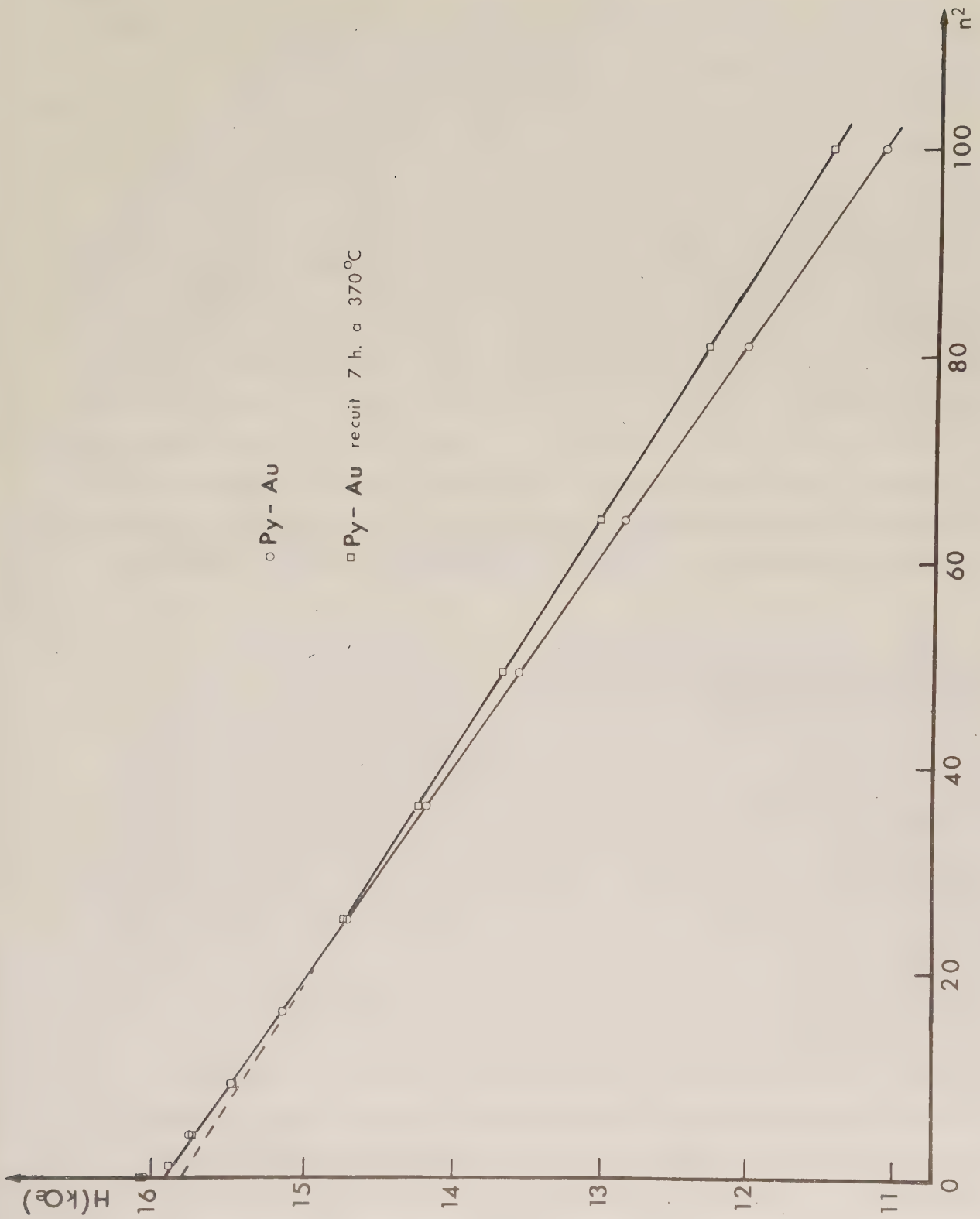


Fig. 41

Influence d'un recuit sur une couche permalloy-or.

correspondant à une couche simple déposée à la même température et ayant subi un traitement identique. Alors que sur la couche simple le résultat du recuit est de rendre le matériau plus homogène (diminution de la différence $H_0 - H'_0$ par exemple), l'effet sur la couche de permalloy-or est tout à fait différent. La quantité $H_0 - H'_0$ passe de 120 oersteds à plus de 300 oersteds, la loi ne devient quadratique que pour un champ inférieur de 1 000 oersteds au champ de la résonance principale, tous les modes sont excités, l'alternance pair-impair ayant totalement disparu. Notons que l'épaisseur apparente de la couche (pente de la loi $H_n = f(n^2)$) est augmentée par le recuit.

Un recuit de la couche composite Py-Au a donc pour effet, d'une part d'augmenter l'amplitude des inhomogénéités dans le matériau, d'autre part de rendre le film assymétrique. Il semble évident que ces modifications sont liées à une interdiffusion entre l'or et le permalloy à l'interface, ce phénomène conduit à la formation à proximité de la surface de la couche de permalloy d'une zone où l'aimantation décroît rapidement.

VI-1-2-2. Couche de permalloy-or-permalloy.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 40 pour des températures de recuit respectives de 300°C et 370°C. On remarque que pour une épaisseur d'or constante, le couplage mesuré augmente avec la température du recuit. L'épaisseur limite de la couche intermédiaire à partir de laquelle le couplage s'annule passe de 30 Å pour des couches déposées à 160°C, à 65 Å après un recuit de 7 h à 300°C pour atteindre plusieurs centaines d'Å pour un recuit de 7 h à 370°C. L'augmentation du couplage ainsi observée peut avoir deux origines possibles.

a) On sait que la solubilité de l'or dans le fer ou le nickel est élevée ; on peut penser que la diffusion a pour effet de rendre ferromagnétique la couche intermédiaire ou du moins certaines zones de cette couche. Un couplage entre les aimantations des deux couches peut alors prendre naissance dans ces zones.

b) un autre processus tout à fait différent peut intervenir. Il est possible que dans la structure utilisée, la diffusion de l'or ait lieu préférentiellement le long de l'interface, ce phénomène peut conduire à un regroupement de la couche d'or en îlots de grandes tailles. Les couches ferromagnétiques sont alors en contact direct sur une grande partie de l'interface, partie d'autant plus grande que la température du recuit est élevée. Dans cette hypothèse, il faut admettre que le processus de diffusion de l'or dans le permalloy est tout à fait différent suivant que le film d'or est en contact seulement sur une face avec le permalloy ou bien est compris entre deux couches de permalloy.

VI-2. COMPARAISON AVEC LES RESULTATS DU L.E.P.M.

Les résultats que nous venons de présenter sont assez différents de ceux obtenus au L.E.P.M. Rappelons que la majeure partie des études de couplage effectuées au L.E.P.M. est basée sur la mesure du déplacement du champ critique de basculement de l'aimantation d'une lame douce sous l'influence d'une lame dure. Ce déplacement de champ δH est interprété comme étant causé par un "champ fictif de couplage" H_{21} parallèle à l'aimantation de la lame dure et agissant dans tout le volume de la lame douce. Lorsque ce champ de couplage satisfait à l'inégalité :

$$H_{c2} - H_{12} < H_{c1} + H_{21}$$

on peut observer le cycle d'hystérésis du film doux tout en conservant inchangé l'état d'aimantation du film dur. Le déplacement du champ de basculement est alors égal au champ de couplage :

$$\delta H = H_{21}$$

A partir de la mesure de δH , on peut définir une énergie superficielle de couplage

$$E_c = M_1 e_1 \delta h$$

où e_1 est l'épaisseur de la couche douce.

Nous remarquons que la définition précédente de l'énergie de couplage implique une rotation brusque de l'aimantation à l'interface, c'est-à-dire que l'énergie d'échange dans le film doit être beaucoup plus grande que l'énergie de couplage entre les films. Dans l'hypothèse d'une rotation brusque de l'aimantation, on peut calculer l'énergie superficielle correspondant à un couplage d'échange entre les deux couches :

$$E_c = 80 \frac{J_{12}}{J_{py}} \text{ erg/cm}^2$$

R. Buder [67] a montré que l'extrapolation de la variation de l'énergie en fonction de l'épaisseur de la couche intermédiaire conduit à une valeur de $0,14 \text{ erg/cm}^2$ pour une épaisseur nulle. Le couplage d'échange correspondant est extrêmement faible ($\frac{J_{12}}{J} = 1,75 \cdot 10^{-3}$). Cet affaiblissement de l'échange à l'interface entre les deux couches ferromagnétiques a été attribué à une contamination par les gaz résiduels présents dans le système d'évaporation pendant les quelques minutes qui s'écoulent entre la fin de l'évaporation de la première couche et le début de l'évaporation de la deuxième. Nous avons montré au chapitre IV que l'affaiblissement du couplage provoqué par une telle contamination est très faible, même en vide moyen. D'autre part les résultats obtenus au L.E.P.M. semblent très peu sensibles à la qualité du vide pendant l'évaporation. En effet, les valeurs de couplage obtenues par J.C. Bruyère (Vide de 10^{-5} Torr) ; O. Massenet (vide de 10^{-6} Torr) et R. Buder (vide de $5 \cdot 10^{-9}$ Torr) sont du même ordre de grandeur. Notons aussi que R. Buder rapporte des résultats obtenus en fabriquant la couche douce en plusieurs étapes successives de 35 Å , l'intervalle de temps entre deux évaporations étant de l'ordre de deux minutes, ces résultats ne présentent aucune anomalie.

Il semble donc que l'hypothèse d'un affaiblissement du couplage d'échange à l'interface et l'interprétation des résultats par une rotation brusque de l'aimantation soient discutables.

Il est intéressant de rappeler à ce propos les résultats obtenus par E. Goto et ses collaborateurs [68]. Le système étudié est formé de deux lames ferromagnétiques directement en contact. Dans le cas où l'une des lames est très dure et l'autre très douce, une étude théorique du processus d'aimantation montre que l'on obtient pour la lame douce un cycle décalé et réversible. Un calcul basé sur un couplage d'échange complet entre les deux couches et une rotation continue de l'aimantation comme dans une paroi de bloch permet d'évaluer le déplacement du champ de basculement :

$$\delta h = \frac{\pi^2 A}{2 M_s d^2} \quad (\text{VI},1)$$

Cette expression a été vérifiée expérimentalement dans le cas d'une lame douce de permalloy (Ni 83 %, Fe 17 %) et d'une lame dure de Ni-Co (Ni 40 %, Co 60 %). Pour une lame douce de 2 000 Å d'épaisseur, le déplacement est de 12 oersteds. En interprétant ce résultat avec l'hypothèse d'une rotation brusque de l'aimantation, l'énergie du couplage est de l'ordre de 0,1 erg/cm², correspondant à un couplage d'échange entre les deux couches $J_{12} \approx 10^{-3}$ J. Rappelons que l'hypothèse de départ est un couplage complet entre les couches ($J_{12} \approx J$).

Remarquons que le déplacement de champ fourni par l'expression (VI,1) varie suivant le carré de l'épaisseur de la couche douce, alors que les résultats du L.E.P.M. ont toujours montré une variation suivant l'épaisseur.

La discussion précédente montre qu'une comparaison quantitative entre nos résultats et ceux du L.E.P.M. s'avère très délicate. Notre méthode fournit une mesure du rapport du couplage d'échange à l'interface au couplage d'échange dans le matériau massif, tandis que les méthodes du L.E.P.M. donnent un champ de couplage.

On serait tenté de comparer les résultats au moyen d'une normalisation au point correspondant à une épaisseur nulle de la couche intermédiaire. Cette comparaison est présentée sur la figure 42, il est remarquable que la décroissance du couplage que nous mesurons est beaucoup plus rapide que la décroissance mesurée au L.E.P.M. Il n'est cependant pas exclu que la normalisation proposée soit inexacte ; en effet la méthode de mesure employée au L.E.P.M. est inapplicable pour des épaisseurs d'intermédiaire inférieures à 50 Å, il est possible que la courbe $E_c = f(d)$ présente une courbure brusque pour des épaisseurs plus faibles. C'est notamment à quoi l'on pourrait s'attendre si le couplage mesuré pour des épaisseurs plus grandes que 50 Å est d'origine magnétostatique, le coude correspondrait alors à l'épaisseur où le couplage d'échange deviendrait sensible.

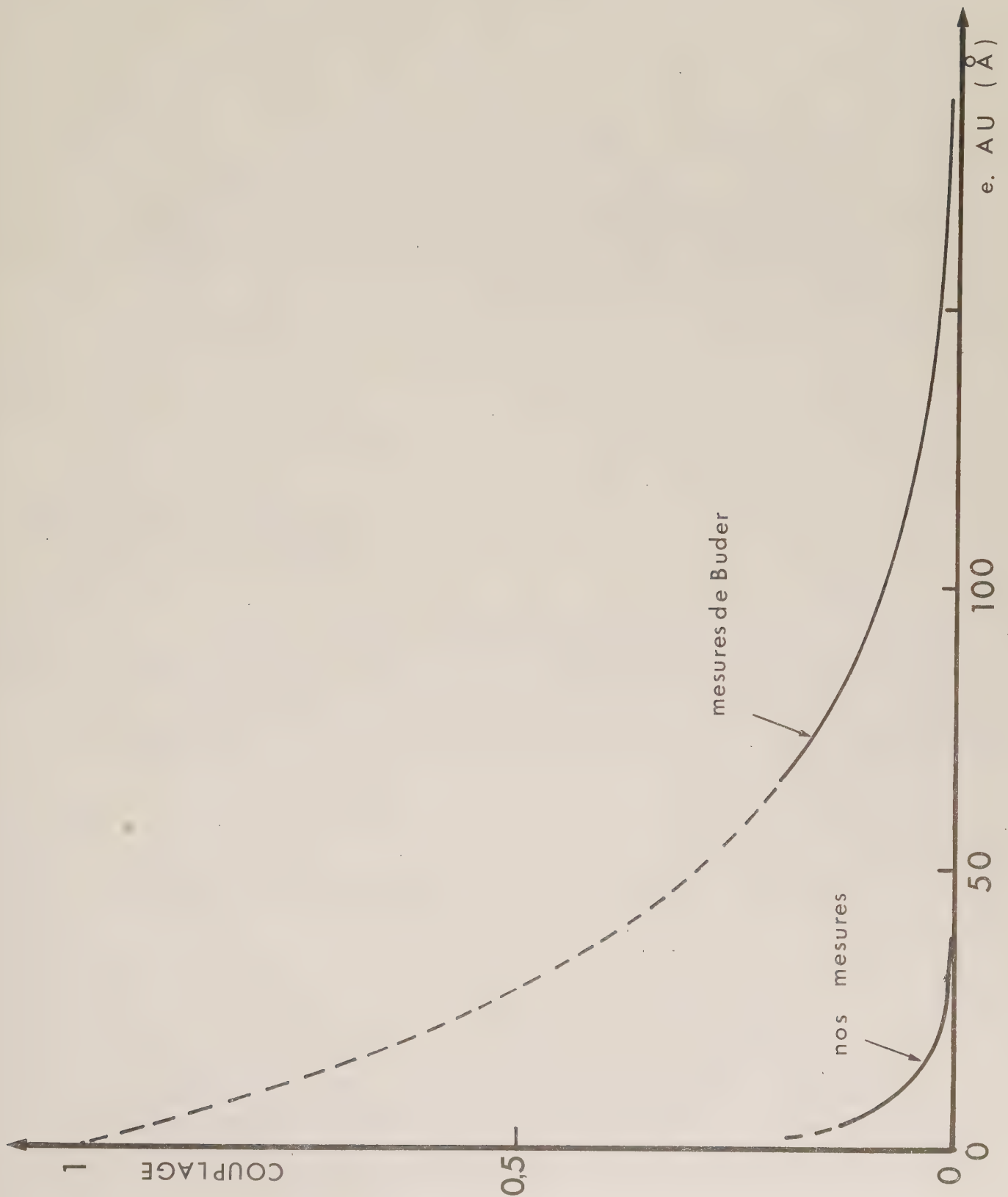


Fig. 42

Couches permalloy-or-permalloy.

Comparaison des résultats obtenus avec ceux du L.E.P.M.

Une autre différence fondamentale entre nos résultats et ceux du L.E.P.M. concerne l'influence d'un recuit des couches composites. En effet O. Massenet signale dans sa thèse que dans le cas d'une couche intermédiaire d'or, le couplage n'est pas modifié par des recuits jusqu'à des températures de l'ordre de 400°C. Nous avons au contraire observé une profonde modification du couplage pour des températures inférieures à cette valeur.

Il ne semble pas que ces différences entre nos résultats et ceux du L.E.P.M. soient dues à des différences dans la structure de la couche intermédiaire d'or. Une étude de nos échantillons en microscopie électronique donne des résultats tout à fait analogues à ceux publiés par le L.E.P.M. D'autre part nous avons obtenu des résultats identiques en employant des échantillons de structures assez différentes (couches polycristallines et couches orientées).

VI-3. ORIGINES DU COUPLAGE.

Plusieurs hypothèses ont été proposées pour expliquer la présence d'un couplage entre deux lames ferromagnétiques séparées par une couche de métal non ferromagnétique. Ces hypothèses ont été longuement discutées par les chercheurs du L.E.P.M. Nous allons brièvement rappeler ces divers mécanismes.

VI-3-1. COUPLAGE PAR ECHANGE INDIRECT.

Ce mécanisme fait intervenir la polarisation magnétique des électrons de conduction du métal constituant la couche intermédiaire sous l'influence des moments magnétiques des couches ferromagnétiques. Ce mécanisme semble pouvoir être exclu à priori dans nos expériences. Dans cette hypothèse en effet, le couplage étant sensible jusqu'à une épaisseur

de 30 Å, il est logique d'admettre que chaque couche ferromagnétique induit une polarisation ayant une portée de l'ordre d'une quinzaine d'Ångströms. Dans ce cas les spectres d'ondes de spin d'une couche de permalloy simple et d'une couche de permalloy recouverte d'or devraient être au moins légèrement différents. Nous avons vu que ce n'est pas le cas.

VI-3-2. COUPLAGE "PEAU D'ORANGE".

L. Néel [69] a suggéré la possibilité d'un couplage magnétostatique résultant d'une corrélation dans les irrégularités des faces en regard des couches ferromagnétiques. Dans la technique de mesure employée au L.E.P.M. où l'aimantation est parallèle aux surfaces des films, ce mécanisme conduit à des énergies de couplage de l'ordre de 10^{-2} erg/cm². Dans nos expériences, en polarisation perpendiculaire, la composante statique de l'aimantation est perpendiculaire au plan de la couche, tandis que la composante hyperfréquence est parallèle à ce plan; en polarisation parallèle la situation est inversée, l'aimantation statique étant dans le plan du film et la composante hyperfréquence perpendiculaire à ce plan. Un couplage d'origine magnétostatique doit donc avoir des conséquences différentes dans ces deux cas. Malheureusement aux fréquences où nous avons travaillé le nombre de modes observables en polarisation parallèle est réduit et ne permet pas une mesure précise du couplage.

Pour une polarisation donnée, la valeur de l'énergie de couplage dépend de façon très critique de la granulométrie de la couche intermédiaire. Des expériences effectuées avec des couches polycristallines (cristallites de l'ordre de mille Ångströms) et des couches épitaxiées (cristallites de plusieurs microns) ont donné des résultats similaires. Il ne semble donc pas que ce mécanisme soit la cause principale du couplage observé.

VI-3-3. COUPLAGE PAR PONTS FERROMAGNETIQUES.

Des ponts ferromagnétiques traversant la couche intermédiaire peuvent se former lors de l'évaporation de la deuxième couche ferromagnétique si la couche intermédiaire n'est pas continue. Ainsi s'établissent des contacts directs entre les deux éléments ferromagnétiques de l'échantillon, la présence de ces contacts induit un couplage entre les aimantations des deux couches ferromagnétiques. Dans le cas de l'or, O. Massenet et J.C. Bruyère ont conclu que le couplage qu'ils observaient, était dû à ce phénomène.

Il est évident que ce mécanisme peut avoir un rôle dans nos expériences, les zones où les deux couches ferromagnétiques sont séparées sont couplées aux zones où elles sont en contact par les ondes électromagnétiques se propageant dans le plan de la couche. Lorsque la distance moyenne entre les trous dans la couche intermédiaire est beaucoup plus grande que le libre parcours moyen de ces ondes (qui est de l'ordre du micron dans le permalloy) il est raisonnable de penser que le spectre de la couche composite sera celui de deux couches découplées.

VI-3-4. DIFFUSION.

Nous avons remarqué qu'un recuit des couches composites modifie la valeur mesurée du couplage. Il ne faut pas en conclure cependant que le couplage observé pour des couches déposées à basse température est dû à des phénomènes de diffusion (soit intermétallique, soit le long de l'interface). En fait pour les épaisseurs d'or avec lesquelles nous avons observé un phénomène de couplage (épaisseur $< 30 \text{ \AA}$) la distinction entre une couche intermédiaire discontinue et des processus de diffusion semble quelque peu artificielle.

Nous avons montré que notre méthode de mesure peut être adaptée à des mesures de couplage à travers une couche non ferromagnétique. Les résultats sont assez différents de ceux obtenus au L.E.P.M., tant en ce qui concerne la décroissance du découplage que l'influence d'un recuit. Nous ne pensons pas que ces différences soient liées à des différences de structure cristalline des échantillons, mais plutôt aux principes mêmes des méthodes d'études et d'interprétations utilisées.

CONCLUSION

Nous avons présenté et développé une nouvelle méthode de mesure du couplage entre deux films ferromagnétiques. Cette technique, basée sur l'étude des résonances d'ondes de spin stationnaires dans les films composites est susceptible de nombreuses applications.

Nous avons mis en évidence l'influence d'une contamination de l'interface sur le couplage, nous pensons que la poursuite de ce type d'étude, en contrôlant la nature des gaz contaminants à l'aide d'une microfuite, devrait apporter des renseignements sur les processus d'adsorption et de désorption sur les surfaces métalliques. Il serait très intéressant de comparer les résultats obtenus avec un gaz inerte (argon par exemple) et avec un gaz oxydant. Nous avons montré que le couplage entre deux matériaux voisins (permalloy et nickel) était peu différent du couplage d'échange dans les matériaux massifs. L'étude du couplage entre deux matériaux de structure cristallographique différente (par exemple permalloy cfc et fer cc) devrait mettre en évidence l'influence de la structure sur le couplage d'échange. Il serait intéressant aussi d'étudier le couplage entre deux matériaux ferromagnétiques, l'un conducteur (permalloy), l'autre isolant (chalcogénures d'euprium).

La mesure du couplage entre deux couches ferromagnétiques séparées par une couche d'un matériau presque ferromagnétique ou ferromagnétique faible permettrait d'étudier les phénomènes d'ordre à courte distance dans ces matériaux.

Nos résultats expérimentaux ont montré l'influence considérable des processus de diffusion sur les mesures de couplage. Il n'est pas exclu que l'étude des ondes de spin stationnaires dans les films composites constitue dans l'avenir une technique d'étude des profils de diffusion. Nous pensons notamment aux très faibles profondeurs de diffusion qui sont difficiles à mesurer par des procédés classiques.

Annexe A

TABLE DES MATIERES

	Page
A-1 THEORIE SEMI-CLASSIQUE DES ONDES DE SPIN.....	148
A-2 THEORIE MACROSCOPIQUE.....	153
A-2-1. Energie du système.....	154
A-2-2. Conditions d'équilibre.....	154
A-3 ANISOTROPIE SUPERFICIELLE.....	160
A-4 EFFET DE LA DIFFUSION.....	163

Nous nous proposons de déterminer les conditions de raccordement que doit satisfaire l'aimantation à l'interface entre deux phases ferromagnétiques couplées. Nous présenterons deux approches légèrement différentes, la première basée sur la théorie semi classique des ondes de spin, l'autre basée sur la théorie macroscopique du ferromagnétisme.

A-1 THEORIE SEMI CLASSIQUE DES ONDES DE SPIN.

Nous prenons pour l'énergie du système une expression semblable à l'expression (I,5) :

$$\mathcal{H} = - 2 \sum_{i,j} J(R_{ij}) \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - g\mu_B \sum_j \vec{S}_j \cdot \vec{H}_j \quad (A.2)$$

L'intégrale d'échange $J(R_{ij})$ ne sera plus la même pour tous les couples de premiers voisins :

Soient : $J(R_{ij}) = J_1$ si les sites i et j appartiennent tous deux à la première phase.

$J(R_{ij}) = J_2$ si les sites i et j appartiennent tous deux à la seconde phase.

$J(R_{ij}) = J_{1,2}$ si i est un site de la phase 1 et j un site de la phase 2 ou vice versa.

De même nous considérons que le champ H_j n'est pas le même pour tous les sites :

$H_j = H_1$ si le site j est dans la première phase, loin de l'interface.

$H_j = H_2$ si le site j est dans la seconde phase, loin de l'interface.

$H_j = H'_1$ ou H'_2 si le site j est à proximité immédiate de l'interface.

L'expression de l'énergie (A,2) se décompose en trois parties :

$$\mathcal{H}_1 = -2J_1 \sum_{i,j \in I}^* \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - g_1 \mu_B \sum_{j \in I} \vec{S}_j \cdot \vec{H}_1$$

représente l'énergie de la première phase.

$$\mathcal{H}_2 = -2J_2 \sum_{i,j \in II}^* \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - g_2 \mu_B \sum_{j \in II} \vec{S}_j \cdot \vec{H}_2$$

l'énergie de la seconde phase, et

$$\mathcal{H}_{12} = -2J_{12} \sum_{\substack{i \in I \\ j \in II}}^* \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - g_1 \mu_B \sum_{j \in I}^{\circ} \vec{S}_j \cdot \vec{H}'_1 - g_2 \mu_B \sum_{j \in II}^{\circ} \vec{S}_j \cdot \vec{H}'_2$$

l'énergie sur l'interface. Dans ces expressions Σ^* désigne une somme prise uniquement sur les premiers voisins et Σ° une somme prise sur l'interface.

L'équation du mouvement d'un spin à l'intérieur de la phase 1, c'est-à-dire n'ayant que des premiers voisins appartenant à la même phase, s'écrit :

$$\dot{\vec{S}}_1 = 2J_1 \vec{S}_1 \wedge \sum_j \vec{S}_j + g_1 \mu_B \vec{S}_1 \wedge \vec{H}_1 \quad (A.3)$$

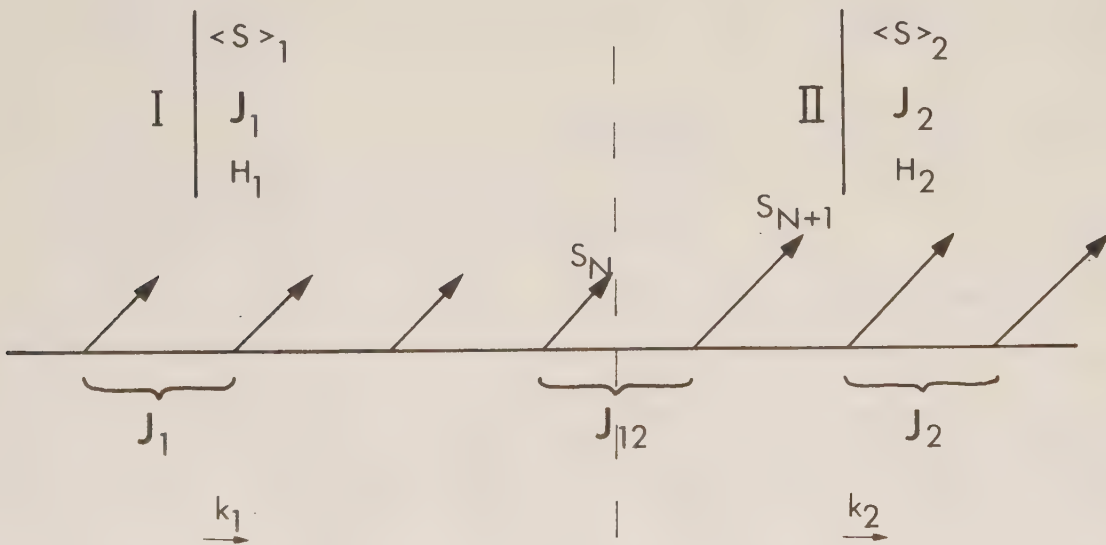
De même, pour un spin à l'intérieur de la phase 2 :

$$\dot{\vec{S}}_h = 2 J_2 \vec{S}_h \wedge \sum_j^* \vec{S}_j + g_2 \mu_B \vec{S}_h \wedge \vec{H}_2'$$

L'équation du mouvement des spins sur l'interface est différente :

$$\begin{aligned} \dot{\vec{S}}_1 &= 2J_1 \vec{S}_1 \wedge \sum_{j \in I}^* \vec{S}_j + 2J_{12} \vec{S}_1 \wedge \sum_{j \in II}^* \vec{S}_j + g_1 \mu_B \vec{S}_1 \wedge \vec{H}_1' \\ (1 \in I) & \\ \dot{\vec{S}}_h &= 2J_2 \vec{S}_h \wedge \sum_{j \in II}^* \vec{S}_j + 2J_{12} \vec{S}_h \wedge \sum_{j \in I}^* \vec{S}_j + g_2 \mu_B \vec{S}_h \wedge \vec{H}_2' \\ (h \in II) & \end{aligned} \quad (A.4)$$

Nous allons considérer le cas d'une chaîne linéaire de spins, cette hypothèse n'enlève rien à la généralité du résultat et permet une formulation moins encombrante.



En considérant que les spins dévient peu par rapport à leur position d'équilibre supposée commune dans les deux phases (axe z) et en formant les combinaisons linéaires :

$$\vec{S}_j = \langle \vec{S} \rangle + \vec{s}_j \quad s_j^\pm = s_{jx} \pm i s_{jy} \quad (A.5)$$

On obtient les 2 équations :

$$-i \dot{s}_n^+ = 2J_1 \langle S_1 \rangle (s_{n-1}^+ - s_n^+) + 2J_{12} (\langle S_1 \rangle s_{n+1}^+ - \langle S_2 \rangle s_n^+) - g_1 \mu_B s_n^+ H_1^i \quad (\text{A.6})$$

$$-i \dot{s}_{n+1}^+ = 2J_2 \langle S_2 \rangle (s_{n+1}^+ - s_{n+2}^+) + 2J_{12} (\langle S_2 \rangle s_n^+ - \langle S_1 \rangle s_{n+1}^+) - g_2 \mu_B s_{n+1}^+ H_2^i$$

et des équations équivalentes pour les s^- .

Les ondes tournant dans le sens positif et les ondes tournant dans le sens négatif restent découplées à l'interface.

Nous avons vu au paragraphe (I-3-1) que lorsque le vecteur d'onde est parallèle au champ interne, et loin de la résonance gyromagnétique, l'aimantation et le champ magnétique sont totalement découplés. Dans ce cas on peut décrire le mouvement des spins à l'aide d'une seule onde. Soit dans le milieu I :

$$s_{m \leq N}^+ = \exp i(\omega t - k_1 m a_1) + R \exp i(\omega t + k_1 m a_1) \quad (\text{A.7})$$

où R est le coefficient de réflexion et où la fréquence et le vecteur d'onde sont liés par l'expression :

$$\omega = \gamma_1 H_1 + 4 J_1 S_1 (1 - \cos k_1 a_1) \quad (\text{A.8})$$

Dans le milieu II,

$$s_{m > N}^+ = T \exp i(\omega t - k_2 m a) \quad (\text{A.9})$$

$$\text{avec } \omega = \gamma_2 H_2 + 4 J_2 S_2 (1 - \cos k_2 a_2) \quad (\text{A.10})$$

En remplaçant s_n^+ et s_{n+1}^+ dans (A,6) par les expressions (A,7) et (A,9) et en employant (A,8) et (A,10), on obtient le système d'équations :

$$\begin{aligned} R \cdot 2 J_1 \langle S_1 \rangle (1 - \exp -i k_1 a_1) - 2 J_{12} \langle S_2 \rangle - g \mu_B (H_1 - H'_1) + T \cdot 2 J_{12} \langle S_1 \rangle \\ = - 2 J_{12} \langle S_2 \rangle + - 2 J_1 \langle S_1 \rangle (1 - \exp -i k_1 a_1) + g_1 \mu_B (H_1 - H'_1) \\ R \cdot 2 J_{12} \langle S_2 \rangle + T \cdot 2 J_2 \langle S_2 \rangle (1 - \exp -i k_2 a_2) - g_2 \mu_B (H_2 - H'_2) \\ = - 2 J_{12} \langle S_2 \rangle \end{aligned}$$

Les conditions de raccordement à l'interface s'en déduisent :

$$\begin{aligned} J_1 \langle S_1 \rangle (s_n^+ - s_{n-1}^+) + J_{12} (\langle S_1 \rangle s_{n+1}^+ - \langle S_2 \rangle s_n^+) + g_1 \mu_B \Delta H_1 s_n^+ = 0 \\ J_2 \langle S_2 \rangle (s_{n+1}^+ - s_{n+2}^+) + J_{12} (\langle S_2 \rangle s_n^+ - \langle S_1 \rangle s_{n+1}^+) + g_2 \mu_B \Delta H_2 s_{n+1}^+ = 0 \end{aligned}$$

Dans le cas où s_n varie peu d'un site au site voisin appartenant à la même phase on peut utiliser les développements :

$$s_n^+ - s_{n-1}^+ = a_1 \nabla s^1(r)$$

$$s_{n+2}^+ - s_{n+1}^+ = a_2 \nabla s^2(r)$$

ce qui conduit à la condition :

$$\begin{aligned} 0 &= J_1 \langle S_1 \rangle a_1 \nabla s^1(r) + J_{12} (\langle S_1 \rangle s^2(r) - \langle S_2 \rangle s^1(r)) + g_1 \mu_B \Delta H_1 s^1(r) \\ &\quad (A.11) \\ 0 &= J_2 \langle S_2 \rangle a_2 \nabla s^2(r) + J_{12} (\langle S_2 \rangle s^1(r) - \langle S_1 \rangle s^2(r)) + g_2 \mu_B \Delta H_2 s^2(r) \end{aligned}$$

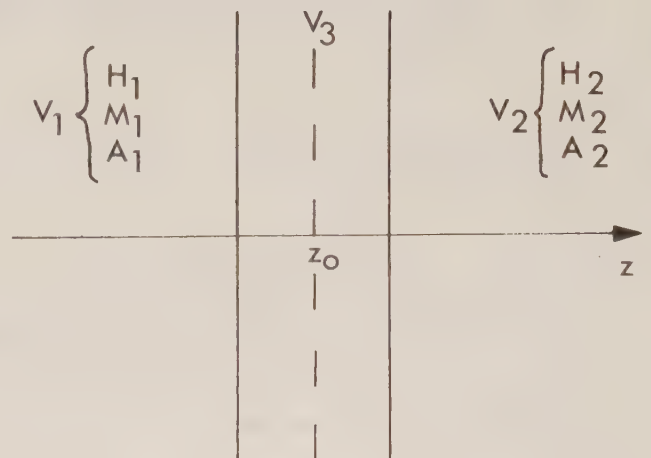
Un calcul analogue avec s^- conduit à une condition exactement identique à (A,11).

THEORIE MACROSCOPIQUE.

Le calcul du paragraphe précédent a l'avantage d'être simple et de bien mettre en évidence l'origine du couplage. Il n'est cependant valable que pour une propagation parallèle au champ interne dans les deux phases. D'autre part, l'introduction d'une variation du champ interne près de l'interface est assez artificielle.

Nous allons traiter maintenant le même problème, mais en partant de l'expression macroscopique de l'énergie d'un corps ferromagnétique. Les conditions de raccordement sur l'interface se déduiront de la condition d'équilibre de l'aimantation. Nous montrerons que la variation du champ interne à l'interface est liée à l'anisotropie magnétocristalline.

Nous considérons, comme dans le paragraphe précédent, un système composé de deux phases ferromagnétiques, toutes deux de symétrie cubique, chacune caractérisée par son aimantation, son champ interne, son anisotropie magnétocristalline et sa constante d'échange. Nous supposons la limite entre les deux phases très bien définie. Nous divisons le système ainsi formé en trois parties :



- Le volume V_1 où se trouvent tous les sites de la phase I n'ayant pour premiers voisins que des sites de la même phase,
- Le volume V_2 où se trouvent tous les sites de la phase II et n'ayant pour premiers voisins que des sites de la même phase.
- Le volume V_3 situé de part et d'autre de l'interface et où se trouvent tous les sites ayant au moins un premier voisin n'appartenant pas à la même phase, ce volume doit avoir pour dimension transversale quelques distances interatomiques.

Nous savons que la condition d'équilibre d'un système à une température donnée et pour un champ appliqué H_0 est que l'enthalpie F_H du système soit stationnaire.

L'enthalpie est liée à l'énergie interne U par la relation ^[22] :

$$F_H = U - \int M H_0 dv$$

En tenant compte de l'énergie magnétique, de l'anisotropie magnéto-cristalline et de l'énergie d'échange, l'enthalpie apparaît comme la somme de 4 termes ^[23] :

$$F_H = -\frac{1}{2} \int M H' dv + \int w_k dv + \int w_{ex} dv - \int M H_0 dv$$

Le premier terme représente l'énergie magnétique interne, le second l'énergie d'anisotropie, le troisième l'énergie d'échange et le quatrième fait passer de l'énergie interne à l'enthalpie.

A-2-1. ENERGIE DU SYSTEME.

a) Energie d'échange.

L'expression de l'énergie d'échange est obtenue en considérant que cette énergie est associée aux variations spatiales de l'aimantation ^[24]. Pour des états peu excités, les composantes de l'aimantation varient lentement de point en point et la densité d'énergie peut être développée en puissance croissante des gradients des composantes de l'aimantation :

$$w_{ex} = \frac{1}{2} \alpha_{ik} \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_k}$$

où α_{ik} est un tenseur de rang 2, qui doit avoir la symétrie du cristal. Le couplage d'échange étant à courte distance, dans les volumes V_1 et V_2 le tenseur α_{ik} doit posséder la symétrie du cristal infini, c'est-à-dire la symétrie cubique.

Les énergies d'échange dans les volumes 1 et 2 s'écrivent respectivement :

$$W_{\text{ex}}^1 = \frac{A_1}{2M_1^2} \int_{V_1} (\nabla M_x)^2 + (\nabla M_y)^2 + (\nabla M_z)^2 dv_1$$

$$W_{\text{ex}}^2 = \frac{A_2}{2M_2^2} \int_{V_2} (\nabla M_x)^2 + (\nabla M_y)^2 + (\nabla M_z)^2 dv_2$$

où nous avons repris la notation usuelle $\alpha_{ii} = \frac{A}{M^2}$.

Dans le volume V_3 , la symétrie n'est plus cubique, cependant une symétrie uniaxiale par rapport à un axe perpendiculaire à l'interface est conservée (axe des z) :

Pour un milieu continu, la densité d'énergie d'échange s'écrit :

$$w_e = \frac{1}{2} \alpha_1 \left(\left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)^2 \right) + \frac{1}{2} \alpha_2 \left(\frac{\partial M}{\partial z} \right)^2$$

Lorsque l'on traverse l'interface ($z = z_0$), l'aimantation subit une discontinuité. Il convient donc d'ajouter un terme de la forme :

$$-\alpha'_2 \vec{M}_{z_0^-} \cdot \vec{M}_{z_0^+} \delta(z - z_0)$$

et de considérer la quantité $\frac{\partial M}{\partial z}$ comme la dérivée formelle de part et d'autre de l'interface.

En omettant les termes constants tel que $|M|^2$, on arrive à l'expression suivante pour la densité d'énergie d'échange dans le volume V_3 :

$$w_e = \frac{1}{2} \alpha_1 \left(\left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)^2 \right) + \frac{1}{2} \alpha_2 \left(\frac{\partial M}{\partial z} \right)^2 - \alpha'_2 \vec{M}_{z_0^+} \cdot \vec{M}_{z_0^-} \delta(z - z_0)$$

L'énergie d'échange dans le volume V_3 s'écrit :

$$W_{\text{ex}}^3 = \int_{V_3} \frac{1}{2} \alpha_1 \left(\left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)^2 \right) + \frac{1}{2} \alpha_2 \left(\frac{\partial M}{\partial z} \right)^2 - \alpha'_2 \int_{S_{12}} \vec{M}_{z_0^+} \cdot \vec{M}_{z_0^-} ds$$

En regroupant les termes (A,12) et (A,13) et en considérant le volume V_3 beaucoup plus petit que les volumes V_1 et V_2 , l'énergie d'échange totale du système s'écrit :

$$W_{\text{ex}}^T = \frac{A_1}{2M_1^2} \int_{V_1} \left(\left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial z} \right)^2 \right) + \text{Terme identique pour } V_2 \\ - \frac{2A_{12}}{M_1 M_2} \int_{S_{12}} \vec{M}_{z_o^+} \cdot \vec{M}_{z_o^-} ds$$

Nous avons introduit le paramètre A_{12} de manière à rendre l'expression plus symétrique. Dans ce contexte, le terme A_{12} est un paramètre phénoménologique de même nature que les paramètres A_1 et A_2 . Notons cependant qu'alors que A_1 et A_2 ont les dimensions d'énergie par unité de longueur, A_{12} a les dimensions d'une densité d'énergie par unité de surface.

b) Energie d'anisotropie magnétocristalline.

La densité d'énergie d'anisotropie est représentée par un développement en puissance croissante des composantes de l'aimantation et les premiers termes seulement sont retenus. Si l'on admet que l'énergie d'anisotropie est due principalement à des couplages à courte distance (le couplage spin-orbite ou le champ cristallin par exemple), nous pouvons employer dans les volumes V_1 et V_2 l'expression :

$$w_k = \frac{1}{2} \beta (M_x^4 + M_y^4 + M_z^4)$$

valable pour un cristal cubique.

Dans le volume V_3 l'anisotropie est uniaxiale et :

$$w_k = \frac{1}{2} \beta' |M|^2 \sin^2 \theta$$

où θ est l'angle entre l'aimantation et l'axe de symétrie.

Ici, l'aimantation ainsi que l'angle θ peuvent présenter une discontinuité sur l'interface. Par un raisonnement identique à celui du paragraphe précédent, on écrit l'énergie d'anisotropie totale :

$$W_k^T = \int_{V_1} w_k^1(M_1) dv_1 + \int_{V_2} w_k^2(M_2) dv_2 + \int_{S_{12}} ds \beta_1 |M_{z_o^-}|^2 \sin^2 \theta_{z_o^-} \\ + \beta_2 |M_{z_o^+}|^2 \sin^2 \theta_{z_o^+}$$

A-2-2. CONDITIONS D'EQUILIBRE.

L'enthalpie :

$$F_H = \int_{V_1} dv_1 w_k^1 dv - M(H_0 + \frac{H_1'}{2}) + \frac{1}{2} \frac{A_1}{M_1^2} \left(\left(\frac{\partial M_1}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial M_1}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial M_1}{\partial z} \right)^2 \right)$$

+ expression identique pour V_2

$$- \frac{2A_{12}}{M_1 M_2} \int_{S_{12}} ds \vec{M}_1 \vec{M}_2 + \int_{S_{12}} \beta_1 (\vec{n}_1 \cdot \vec{M}_1)^2 + \beta_2 (\vec{n}_2 \cdot \vec{M}_2)^2 ds$$

est stationnaire à l'équilibre.

Evaluons la première variation de l'enthalpie pour de petites variations $\delta \vec{M}_1(r)$ et $\delta \vec{M}_2(r)$ des aimantation dans les volumes V_1 et V_2 .

La variation des termes d'échange en volume est de la forme :

$$\begin{aligned} \frac{A_i}{M_i^2} \int_V \vec{\nabla} \vec{M}_i \cdot \delta(\vec{\nabla} \vec{M}_i) dv_i &= \frac{A_i}{M_i^2} \int_V \vec{\nabla} \vec{M}_i \cdot \vec{\nabla}(\delta \vec{M}_i) dv_i \\ &= \frac{A_i}{M_i^2} \int_{S_{12}} \frac{\partial \vec{M}_i}{\partial n} \cdot \delta \vec{M}_i ds - \frac{A_i}{M_i^2} \int_V \nabla^2 \vec{M}_i \cdot \delta \vec{M}_i dv_i \end{aligned}$$

On voit apparaître un terme de surface qui va s'ajouter aux termes dus à l'échange entre les deux phases :

$$\delta F_H = - \int_{V_1} (\vec{H}_0 + \vec{H}_1' - \frac{\partial \vec{w}_k^1}{\partial M_1} + \frac{A_1}{M_1^2} \nabla^2 \vec{M}_1) \cdot \delta \vec{M}_1$$

+ terme identique pour le volume V_2

$$+ \int_{S_{12}} ds \left(\frac{A_1}{M_1^2} \frac{\partial \vec{M}_1}{\partial n_1} - A_{12} \vec{M}_2 + 2\beta_1 (\vec{n}_1 \cdot \vec{M}_1) \vec{n}_1 \right) \delta \vec{M}_1$$

$$+ \int_{S_{12}} ds \left(\frac{A_2}{M_2^2} \frac{\partial \vec{M}_2}{\partial n_2} - A_{12} \vec{M}_1 + 2\beta_2 (\vec{n}_2 \cdot \vec{M}_2) \vec{n}_2 \right) \delta \vec{M}_2$$

Pour satisfaire les conditions $|\vec{M}_1| = \text{cte}$ et $|\vec{M}_2| = \text{cte}$, nous devons prendre la variation de l'aimantation sous la forme :

$$\delta \vec{M}_i = \delta \vec{\theta}_i \wedge \vec{M}_i$$

où $\delta \vec{\theta}_i$ représente une rotation $\delta \theta_i$ autour d'un axe quelconque.

La variation de l'enthalpie s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \delta F_H = & \int_{V_1} dv_1 (\vec{H}_{\text{eff}}^1 \wedge \vec{M}_1) \delta \theta_1 + \int_{V_2} dv_2 (\vec{H}_{\text{eff}}^2 \wedge \vec{M}_2) \delta \theta_2 \\ & + \int_{S_{12}} \vec{M}_1 \wedge \left(\frac{A_1}{M_1^2} \frac{\partial \vec{M}_1}{\partial n_1} - \frac{A_{12}}{M_1 M_2} \vec{M}_2 + 2\beta_1 (\vec{n}_1 \cdot \vec{M}_1) \vec{n}_1 \right) ds \\ & + \int_{S_{12}} \vec{M}_2 \wedge \left(\frac{A_2}{M_2^2} \frac{\partial \vec{M}_2}{\partial n_2} - \frac{A_{12}}{M_1 M_2} \vec{M}_1 + 2\beta_2 (\vec{n}_2 \cdot \vec{M}_2) \vec{n}_2 \right) ds \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

$$\text{avec} \quad \vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_i - \frac{\partial \vec{w}_k^i}{\partial \vec{M}_i} + \frac{2A_i}{M_i} \nabla^2 \vec{M}_i$$

Les variations de $\delta \theta_1$ et $\delta \theta_2$ sont arbitraires, de telle sorte que l'annulation de δF_H requiert l'annulation de chaque intégrale dans (A.14) :

$$\vec{M}_1 \wedge \vec{H}_{\text{eff}}^1 = 0$$

$$\vec{M}_2 \wedge \vec{H}_{\text{eff}}^2 = 0$$

(A.15)

et les conditions de raccordement :

$$\begin{aligned} \frac{A_1}{M_1^2} \vec{M}_1 \wedge \frac{\partial \vec{M}_1}{\partial n} - \frac{A_{12}}{M_1 M_2} \vec{M}_1 \wedge \vec{M}_2 + \beta_1 \vec{M}_1 \wedge \vec{n}_1 (\vec{M}_1 \cdot \vec{n}_1) &= 0 \\ \frac{A_2}{M_2^2} \vec{M}_2 \wedge \frac{\partial \vec{M}_2}{\partial n} - \frac{A_{12}}{M_1 M_2} \vec{M}_2 \wedge \vec{M}_1 + \beta_2 \vec{M}_2 \wedge \vec{n}_2 (\vec{M}_2 \cdot \vec{n}_2) &= 0 \end{aligned} \quad (A.16)$$

Les équations (A,11), montrent que la condition d'équilibre est réalisée lorsque le couple $\vec{M} \wedge \vec{H}_{\text{eff}}$ s'annule, les équations dynamiques s'en déduisent en écrivant que le couple de volume est égale à la variation du moment cinétique soit :

$$\frac{1}{\gamma} \dot{\vec{M}}_1 = \vec{M}_1 \wedge \vec{H}_{\text{eff}}^1$$

$$\frac{1}{\gamma} \dot{\vec{M}}_2 = \vec{M}_2 \wedge \vec{H}_{\text{eff}}^2$$

Tandis que les équations de raccordement (A,16) restent inchangées.

En général, il est possible de considérer que les aimantations s'écartent peu de leur position d'équilibre :

$$\vec{M}_1 = \langle \vec{M}_1 \rangle + \vec{m}_1$$

$$\vec{M}_2 = \langle \vec{M}_2 \rangle + \vec{m}_2$$

Dans le cas où les aimantations d'équilibre des deux phases sont colinéaires et perpendiculaires à l'interface, l'équation (A,16) devient :

$$\begin{aligned} \frac{A_1}{M_1} \frac{\partial M_1}{\partial n_1} + \frac{A_{12}}{M_1 M_2} (M_1 m_2 - M_2 m_1) + \beta_1 m_1 &= 0 \\ \frac{A_2}{M_2} \frac{\partial M_2}{\partial n_2} + \frac{A_{12}}{M_1 M_2} (M_2 m_1 - M_1 m_2) + \beta_2 m_2 &= 0 \end{aligned} \quad (A.17)$$

Les équations (A,13) sont à rapprocher des équations (A,11).

Les expressions sont identiques au premier ordre avec :

$$A_{12} = J_{12} a_1 \langle M_1 \rangle \langle S_2 \rangle = J_{12} a_2 \langle M_2 \rangle \langle S_1 \rangle \quad (A.18)$$

et

$$\beta_1 = g_1 \mu_B \Delta H_1 \quad \beta_2 = g_2 \mu_B \Delta H_2 \quad (A.19)$$

L'équation (A,16) montre que la variation du champ interne que nous avons introduit au paragraphe (A-1-1) est liée à la variation d'énergie magnétocristalline.

A-3. ANISOTROPIE SUPERFICIELLE.

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu apparaître un terme d'énergie de surface dû au fait que l'anisotropie n'a pas la même expression dans le cas d'une symétrie cubique et d'une symétrie axiale. Ce terme est analogue au terme d'énergie superficielle introduit par Néel dans le cas d'une surface libre [25].

Rappelons rapidement l'origine de cette énergie superficielle. L'énergie élémentaire d'interaction entre deux moments est écrite sous la forme :

$$w = \left(-\frac{3\mu^2}{r^3} + \ell + m\delta r \right) \left(\cos^2 \phi - \frac{1}{3} \right) + (q + S\delta r) \left(\cos^4 \phi - \frac{30}{35} \cos^2 \phi + \frac{3}{35} \right) \quad (A.20)$$

où ℓ , m , q , s , sont quatre coefficients liés aux constantes de magnétotraction du métal et ϕ est l'angle entre l'aimantation et la direction de la liaison.

Pour calculer l'énergie à dimension constante, il suffit de calculer la valeur moyenne de (A,20) par rapport à toutes les orientations possibles dans le réseau cristallin considéré avec $\delta r = 0$.

Dans le cas d'un réseau cubique la valeur moyenne de $\cos^2 \phi = \frac{1}{3}$ et le premier terme de (A,20) disparaît. Il n'en est pas de même lorsque les atomes considérés sont situés à la surface d'un métal où à l'interface entre deux métaux. En ce qui concerne le terme dipolaire magnétique

$$- \frac{3\mu^2}{r^2} (\cos^2 \phi - \frac{1}{3}) \text{ on retrouve les effets de champ démagnétisant de forme.}$$

En ce qui concerne le terme en ℓ , on peut obtenir l'énergie superficielle correspondante rapportée à un atome sur la surface en faisant la somme des valeurs de $\ell \cos^2 \phi$ relatives à tous les atomes proches voisins. On trouve ainsi une énergie qui dépend à la fois de l'orientation de l'aimantation spontanée par rapport à la surface du cristal et de l'orientation de cette surface par rapport aux axes cristallins. En multipliant ces valeurs par le nombre des atomes contenus par unité de surface, on obtient les valeurs de la densité d'énergie superficielle D_s .

Néel a montré que dans le cas d'une surface libre w_s prend très souvent la forme :

$$w_s = - \frac{\ell}{2} \cos^2 \theta$$

C'est le cas notamment pour les faces 111 et 100 du cube à faces centrées.

Ici nous avons 3 types de liaisons différentes, à savoir : liaison I,I, liaison I,II et liaison II,II. L'énergie magnétique de ces trois catégories de liaisons peut être définie par les trois valeurs correspondantes $\ell_{I,I}$, $\ell_{II,II}$ et $\ell_{I,II}$.

Si les aimantations spontanées des deux phases ont la même direction, la densité d'énergie superficielle s'évalue facilement.

$$w_s = - \frac{1}{2} \cos^2 \phi (\ell_{I,I} + \ell_{II,II} - 2\ell_{I,II})$$

Lorsque les aimantations des deux phases n'ont pas la même direction, le calcul précédent n'est plus strictement valable car l'énergie élémentaire d'interaction doit dépendre des angles que font chacune des deux aimantations avec la ligne joignant les centres des deux atomes.

Cependant comme nous ne cherchons qu'à trouver l'ordre de grandeur de l'énergie superficielle nous utiliserons les expressions

$$w_s^1 = -\frac{1}{2} \cos^2 \phi_1 (\ell_{I,I} - \ell_{I,II}) \quad \text{pour l'énergie superficielle de la phase I}$$

$$w_s^2 = -\frac{1}{2} \cos^2 \phi_2 (\ell_{II,II} - \ell_{I,II}) \quad \text{pour l'énergie superficielle de la phase II.}$$

Remarquons que cela revient à négliger un entraînement de l'aimantation d'une des phases par l'aimantation de l'autre phase dû à l'anisotropie magnétocristalline. Cela avait été implicitement supposé dans le paragraphe précédent lorsque nous avons écrit l'anisotropie dans le volume V_3 .

Les quantités $\ell_{I,I}$ et $\ell_{II,II}$ sont liées aux constantes de magnétostriction λ_{100} et λ_{111} ainsi qu'aux constantes élastiques C_1, C_2, C_3 du matériau correspondant par la formule :

$$\ell_i = \frac{9V}{nN_a} (C_3 \lambda_{111} - 2C_2 \lambda_{100})$$

où N_a est le nombre d'Avogadro, n , est le nombre de proches voisins et V le volume atomique.

Une estimation de l'ordre de grandeur de ℓ_I peut être faite dans le cas du permalloy, par exemple pour une face 111 :

$$\begin{aligned} \lambda_{100} &= 8 \cdot 10^{-6} & C_2 &= 0,45 \cdot 10^{12} \\ \lambda_{111} &\approx 0 & C_3 &= 1,185 \cdot 10^{12} & V &= 6,55 \text{ cm}^3 \\ & & & & r_o &= 2,5 \text{ Å} \end{aligned}$$

On trouve alors
$$D_s = - \frac{\ell}{r_o^{2/3}} \cos^2 \theta$$

$$\frac{\ell}{r_o^{2/3}} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ erg/cm}^2$$

Pour le nickel où les constantes de magnétostriction sont plus élevées :

$$\begin{aligned} \lambda_{111} &= -27 \cdot 10^{-6} \\ \lambda_{100} &= -54 \cdot 10^{-6} \end{aligned}$$

On obtient :

$$\frac{\ell}{r_o^{2/3}} = 13 \cdot 10^{-2} \text{ erg/cm}^2$$

Il y a peu de raisons, dans le cas où les phases I et II sont de nature voisine pour que $\ell_{I,II}$ diffère beaucoup de ces valeurs. Dans ce cas les énergies superficielles sur l'interface seront de l'ordre de 10^{-2} erg/cm^2 .

A-4.

EFFET DE LA DIFFUSION.

Nous avons considéré que la surface de séparation entre les deux milieux est très bien définie. En fait, il est probable qu'il existe entre les deux phases une zone plus ou moins épaisse assurant la transition entre les deux matériaux. Cette zone de transition se forme par diffusion mutuelle des deux matériaux. L'effet d'une telle diffusion sur le comportement des ondes de spin à l'interface est très difficile à estimer quantitativement.

Une première approche a été tentée par Valenta ^[26] en étudiant un système de deux sous-réseaux monoatomiques à une dimension s'interpénétrant par diffusion. Les résultats, obtenus par un calcul numérique, sont difficilement exploitables. Il semble cependant que l'influence de la diffusion reste faible tant que l'épaisseur de la zone affectée reste petite devant l'épaisseur de la couche.

Les processus de diffusion sont très liés à la granulométrie des matériaux, la diffusion dans les joints de grains étant le plus souvent beaucoup plus importante que la diffusion interstitielle. Les effets des diffusions pourront donc être étudiés en comparant les résultats obtenus sur des matériaux présentant des granulométries très différentes (par exemple en comparant des couches polycristallines à des couches obtenues par épitaxie).

On sait d'autre part que les surfaces des couches minces ne sont pas idéalement planes mais possèdent un certain relief. L'aimantation radiofréquence ayant une composante parallèle à cette surface, de petits dipôles magnétiques apparaissent dans les aspérités. S'il y a une corrélation entre les irrégularités de faces, ce qui est probable dans le cas de deux couches en contact, l'interaction entre ces dipôles entraîne l'existence d'un couplage entre les deux phases. Ce couplage tend à maintenir les deux aimantations parallèles et s'ajoute donc au couplage d'échange.

Les irrégularités de surface sont liées à la granulométrie des couches, il faut donc s'attendre, dans le cas où ce couplage dipolaire serait important, à obtenir des résultats variant avec la granulométrie.

Annexe B

TABLE DES MATIERES

	Page
B-1 POSITION DES MODES. _____	167
B-2 INTENSITE DES MODES. _____	172

Nous nous proposons de déterminer les champs de résonance ainsi que l'excitation des modes dans un film dont le champ interne est faiblement inhomogène.

L'équation du mouvement de l'aimantation peut s'écrire d'une manière générale :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = - |\gamma| \vec{M} \wedge (\vec{H}_i + \Lambda \nabla^2 \vec{M} + \vec{h}_d) \quad (\text{B.1})$$

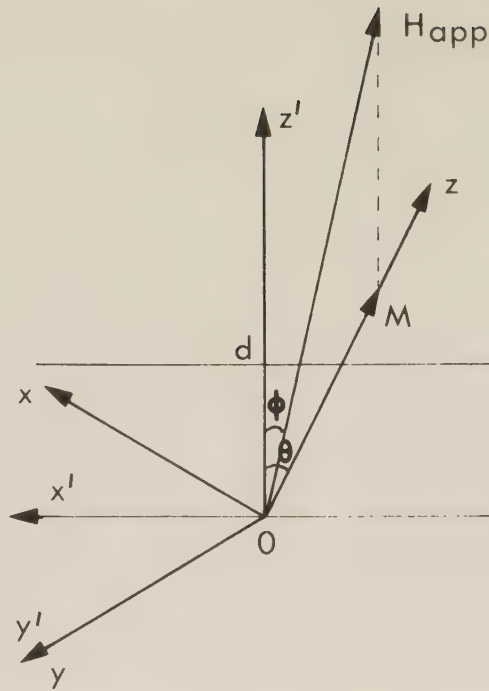
où H_i est le champ statique interne (champ appliqué + champ démagnétisant) et h_d est le champ démagnétisant radiofréquence.

Avec les notations illustrées sur la figure ci-après, la direction commune à l'aimantation moyenne et au champ interne est reliée à la direction du champ appliqué par la formule :

$$\frac{H_{\text{app}}}{2\pi M} = \left| \frac{N_z - N_x}{4\pi} \right| \frac{\sin 2\theta}{\sin(\theta - \phi)} \quad (\text{B.2})$$

Or N_z , et N_x , sont les coefficients de désaimantation dans les directions perpendiculaire et parallèle à la couche.

On voit notamment que si l'aimantation (ou bien les coefficients $N_{x', z'}$ sont une fonction de la coordonnée z' , la direction du système d'axe est aussi une fonction de la coordonnée z' .



La forme du champ démagnétisant hyperfréquence :

$$\vec{h}_d = 4\pi m_x \sin \theta \cdot \vec{z}' \quad (B.3)$$

n'est strictement valable que dans le cas d'ondes purement sinusoïdales, c'est-à-dire pour un champ interne constant. Cependant comme nous ne considérons que de faibles inhomogénéités de champ interne, la forme simple (B,3) constitue une excellente approximation.

L'équation (B,3) peut être diagonalisée :

$$\nabla^2 m + \lambda m = 0 \quad (B.4)$$

avec

$$m = m_x + \frac{i\gamma}{\omega} \left(2\pi M \sin^2 \theta + \left((2\pi M \sin^2 \theta)^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right)^{1/2} \right)$$

$$\text{et } \lambda = \frac{\left((2\pi M \sin^2 \theta)^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right)^{1/2} - H_i - 2\pi M \sin^2 \theta}{M\Delta}$$

Le potentiel effectif λ est une fonction de la coordonnée z' par l'intermédiaire de θ et de l'aimantation M . Il est commode de séparer λ en sa valeur moyenne et une partie fluctuante autour de cette valeur moyenne :

$$\lambda(z') = \langle \lambda \rangle - \delta \lambda(z')$$

avec

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d \lambda(z') dz'$$

l'équation (B,4) s'écrit alors :

$$\nabla^2 m + \langle \lambda \rangle m - \delta \lambda(z') = 0 \quad (B.5)$$

Cette équation ne peut être résolue de manière rigoureuse que si l'on connaît la variation de $\delta \lambda$. Lorsque $|\delta \lambda| \ll \langle \lambda \rangle$, on peut résoudre cette équation de manière approximative. Sparks [33] a proposé de résoudre cette équation par une méthode de perturbation. Nous avons développé une méthode inspirée de l'approximation BKW [34] qui a l'avantage de bien illustrer le phénomène et de permettre l'introduction de conditions aux limites supplémentaires (anisotropie de surface ou bien conditions de raccordement dans le cas de couches couplées).

B-1.

POSITION DES MODES.

Nous allons distinguer deux régions suivant le signe du potentiel effectif λ :

- λ toujours positif.

C'est le cas des modes d'ordre élevé. L'onde est alors de nature oscillante à travers toute l'épaisseur de la couche ; cette onde n'est cependant pas purement sinusoïdale, on peut dire que sa "longueur d'onde" varie avec la coordonnée z' .

La solution approchée de l'équation (B,5) s'écrit :

$$m(z') = (\langle \lambda \rangle - \delta \lambda)^{-\frac{1}{4}} \cos \int_0^{z'} (\lambda - \delta \lambda)^{\frac{1}{2}} dz'$$

soit, en posant :

$$k(z') = (\langle \lambda \rangle - \delta \lambda)^{\frac{1}{2}}$$

$$m(z') = k^{-\frac{1}{2}} \int_0^{z'} \cos k(z') dz'$$

La condition aux limites :

$$\frac{\partial m}{\partial z'} = 0 \quad \text{en } z' = d$$

conduit à l'équation caractéristique :

$$\operatorname{tg} \int_0^d k(z') dz' = -\frac{1}{2} \frac{\partial k}{\partial z'} \cdot \frac{1}{k^2} \Big|_{z'=d}$$

Le membre de droite de cette expression s'écrit en fonction de λ :

$$\frac{1}{4} \frac{\partial(\delta \lambda)}{\partial z'} \cdot \frac{1}{(\langle \lambda \rangle - \delta \lambda)^{3/2}} \Big|_{z'=d} \quad (\text{B.6})$$

La condition de validité de l'expression (B,6) impose que :

$$\frac{3}{16} \frac{d(\delta \lambda)}{dz'} \ll (\lambda - \delta \lambda)^{3/2}$$

Nous pouvons donc écrire :

$$\operatorname{tg} \int_0^d k(z') dz' \simeq 0 \quad (\text{B.7})$$

soit : $\int_0^d k(z') dz' \simeq n\pi$

Pour $\delta\lambda \ll \lambda$, c'est-à-dire lorsque la variation du champ effectif est faible devant sa valeur moyenne, on peut développer $k(z')$ en puissances croissantes de $\frac{\delta\lambda}{\langle\lambda\rangle}$. Au premier ordre, l'équation (B,7) s'écrit :

$$\int_0^d \langle\lambda\rangle^{1/2} - \frac{1}{2} \frac{\delta\lambda}{\langle\lambda\rangle^{1/2}} dz' = n\pi$$

et puisque par définition $\int_0^d \delta\lambda = 0$

$$\langle\lambda\rangle = \frac{n^2 \pi^2}{d^2} \quad (\text{B.8})$$

C'est-à-dire que la position des modes est la même que pour un film homogène à condition de remplacer le potentiel λ par sa valeur moyenne.

En polarisation perpendiculaire, l'équation (B,8) se transcrit simplement :

$$H_{\text{app}} = \frac{\omega}{\gamma} + \langle M\lambda \rangle < \frac{4\pi N_Z M}{M\lambda} > - \langle M\lambda \rangle \frac{n^2 \pi^2}{d^2} \quad (\text{B.9})$$

Remarquons que le calcul peut aussi être aisément fait en introduisant une anisotropie superficielle K_s :

L'équation (B,7) est alors modifiée :

$$\operatorname{tg} \int_0^d k(z') dz' = \left. \frac{K_s}{Ak(z')} \right|_{z'=d}$$

et l'équation (B,9) devient :

$$H_{app} = \frac{\omega}{\gamma} + \langle M\lambda \rangle < \frac{4\pi N_Z M}{M\lambda} \rangle - \langle M\lambda \rangle \frac{n^2 \pi^2}{d^2} - \frac{2K_s}{Md}$$

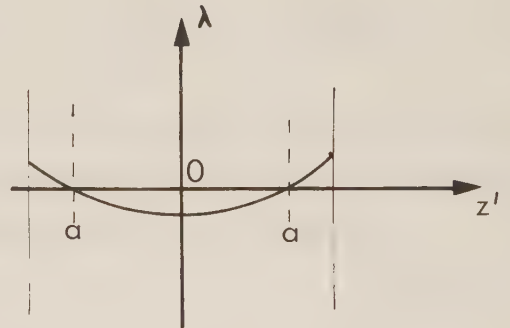
- λ change de signe.

Dans ce cas, la condition de validité de la méthode n'est pas vérifiée autour des points limites $\langle \lambda \rangle = \delta\lambda$ où le champ effectif change de signe (Turning point). L'onde n'est pas oscillante dans toute l'épaisseur de la couche mais est de nature exponentielle lorsque $\delta\lambda > \langle \lambda \rangle$. On peut alors employer les formules de raccordement au point limite, cependant cette méthode n'est pratiquement utilisable que si le nombre de points limites est petit.

Il peut être instructif de traiter le cas simple d'une variation de λ du type représenté sur la figure ci après.

Dans la région II, la solution approchée s'écrit :

$$m(z') = C k^{-\frac{1}{2}} \cos\left(\int_a^{z'} k(z') dz' - \frac{\pi}{4}\right) - C' k^{-\frac{1}{2}} \sin\left(\int_a^{z'} k(z') dz' - \frac{\pi}{4}\right)$$



Cette solution se raccorde dans la région I à une solution du type :

$$m(z') = \frac{1}{2} C \ell^{-\frac{1}{2}} \exp - \int_{z'}^a \ell dz' + \frac{1}{2} C' \ell^{-\frac{1}{2}} \exp + \int_{z'}^a \ell dz'$$

où $\ell = \delta\lambda - \langle \lambda \rangle$.

L'équation caractéristique se calcule aisément :

$$\cotg\left(\int_0^a k(z') dz' - \frac{\pi}{4}\right) = - \exp\left(-2 \int_a^d \ell dz'\right) \cdot \left(\frac{1 + \frac{\ell'}{2\ell^2}}{1 - \frac{\ell'}{2\ell^2}}\right) \Big|_{z'=d} \quad (B.10)$$

Ici nous ne pouvons employer un développement de k et de l , car $\delta\lambda$ est du même ordre de grandeur que λ , les solutions dépendent donc directement de la forme de l'inhomogénéité.

Remarquons cependant que pour les tous premiers modes, le membre de droite est très petit dans l'expression (B,10). L'amplitude de l'onde est alors pratiquement nulle sur la surface, et l'équation (B,10) se simplifie :

$$\int_0^a k(z') dz' = \frac{1}{2} (n + \frac{1}{2}) \pi \quad (B.11)$$

où n est un nombre entier.

Même avec cette forme simplifiée, les solutions ne peuvent être évaluées que si l'on connaît la forme exacte du potentiel effectif.

Dans le cas où le potentiel effectif varie en z'^2 :

$$\delta\lambda(z') = \left(\frac{1}{d}\right)^2 \left(2z'^2 - \frac{d^2}{3}\right) \beta$$

l'intégration de (B,11) est immédiate et :

$$\frac{1}{3} \beta + \langle \lambda \rangle = 4 \left(n + \frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{\beta}{d^2}}$$

la quantité $\langle \lambda \rangle + \frac{1}{3} \beta$ n'est autre que la valeur maximum de λ de sorte que :

$$\lambda_{\max} = 4 \left(n + \frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{\beta}{d^2}}$$

Dans le cas de la polarisation perpendiculaire :

$$H_{\text{app}} = \frac{\omega}{\gamma} + \left(\frac{4\pi M}{\Lambda M}\right)_{\max} (\Lambda M)_{\max} - (\Lambda M)_{\max} 4 \left(n + \frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{\beta}{d^2}}$$

- Comparaison avec un calcul numérique.

Wigen [35] a résolu l'équation (B,5) en polarisation perpendiculaire par une méthode numérique en supposant une variation quadratique du champ interne, dans le cas d'une couche de $7\ 300\ \text{\AA}$, d'aimantation $4\pi M_0 = 10\ 320$ gauss, avec $M_0 \Lambda = 27,4 \cdot 10^{-10}\ \text{G/cm}^2$ et $M_0 \Lambda \beta = 900\ \text{Oe}$.

Le tableau I montre une comparaison des résultats du calcul complet avec les résultats de notre approximation.

On voit que mis à part les modes 10 et 12 qui se trouvent à la limite d'application de notre calcul, la différence entre nos résultats et ceux de Wigen n'excède pas 20 Gauss. Encore Wigen annonce-t-il une précision de l'ordre de 1 % de sorte qu'une certaine partie des différences enregistrées peut provenir d'erreurs dans le calcul numérique.

TABEAU I $\frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_0 - H_n$ pour les modes d'indice $n < 22$

n du mode	calcul de Wigen	approximation
0	44	43
2	216	215
4	388	387
6	559	559
8	722	731
10	875	904
12	1069	1075 - 1031
14	1319	1299
16	1616	1615
18	1956	1950
20	2338	2335
22	2761	2760

Les modes d'ordre élevé suivent une loi purement quadratique, quelle que soit la forme de l'inhomogénéité, pour les modes d'ordre bas, la position des modes dépend de la forme particulière de l'inhomogénéité. Le champ de résonance du premier mode n'est cependant jamais très différent de :

$$H_0 = \frac{\omega}{\gamma} + (4\pi M N_Z)_{\max}$$

L'extrapolation de la loi quadratique jusqu'au mode zéro coupe l'axe au point

$$H'_0 = \frac{\omega}{\gamma} + \langle 4\pi M N_z \rangle$$

de sorte que la différence entre H_0 et H'_0 fournit une valeur approchée de la valeur moyenne de l'inhomogénéité :

$$H_0 - H'_0 \approx (4\pi N_z M)_{\max} - \langle 4\pi N_z M \rangle$$

D'autre part, la différence entre le champ H_0 et le champ H_α , à partir duquel la loi commence à dévier de la loi quadratique est de l'ordre de grandeur de l'inhomogénéité.

Pour le film dont le spectre a été présenté sur la figure 7, page 55 par exemple, on a $H_0 = 16\,500$ Oe ; $H'_0 = 16\,360$ Oe et $H_\alpha \approx 16\,100$ Oe.

Remarquons que pour une inhomogénéité quadratique on doit avoir :

$$H_0 - H'_0 \approx \frac{1}{3} (H_0 - H_\alpha)$$

En conclusion, la mesure de la différence $H_0 - H'_0$ peut constituer un bon critère de qualité pour les films, la différence $H_0 - H_\alpha$, bien que de détermination moins précise, peut aussi nous être utile.

B-2.

INTENSITE DES MODES.

Avec la forme (B-6), pour décrire le mouvement de l'aimantation, il est facile de calculer l'intensité des modes.

Dans les expériences classiques, le champ d'excitation h est dirigé suivant l'axe y , dont la direction est la même dans tout le film ; l'intensité des modes est alors proportionnelle à :

$$I_n = \frac{\left| \int_0^d m_y(z') dz' \right|^2}{\int_0^d |m_x|^2 + |m_y|^2 dz'} \quad (B.12)$$

soit :

$$I_n = \frac{\left| \int_0^d \frac{1}{\alpha} m(z') dz' \right|^2}{\int_0^d |m|^2 \left(1 + \frac{1}{\alpha^2}\right)} \quad (B.12)$$

Rappelons que le coefficient α :

$$\alpha = \frac{\gamma}{\omega} \left(2\pi M \sin^2 \theta + (2\pi M \sin^2 \theta)^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 \right)^{1/2}$$

est une fonction de z' par l'intermédiaire de l'angle θ .

Pour les modes d'ordre élevé, l'intégration de l'équation (B.12) conduit aux résultats :

$$I_n \propto \left| \int_0^d \alpha^{-1}(z') \cos \frac{n\pi}{d} z' \left(1 + \frac{\delta\lambda}{\langle\lambda\rangle}\right) dz' \right|^2 + \frac{\delta\lambda}{\langle\lambda\rangle^{3/2}} \quad (B.13)$$

L'intensité du $n^{\text{ème}}$ mode est donc simplement proportionnelle au carré du module de la composante de Fourier de l'expression :

$$\alpha^{-1} \left(1 + \frac{\delta\lambda}{\lambda}\right)$$

Dans le cas particulier de la configuration perpendiculaire, $\alpha = 1$ et

$\langle\lambda\rangle = \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2$ alors :

$$I_n = \frac{\left| \int_0^d \delta\lambda \cos \frac{n\pi}{d} z' dz' \right|^2}{n^4 \pi^4 d^{-4}}$$

On peut séparer $\delta\lambda$ en sa partie symétrique et sa partie antisymétrique par rapport au centre de la couche :

$$\delta\lambda = \delta\lambda_S + \delta\lambda_{AS}$$

Alors

$$I_n = \frac{\left| \int_0^d \delta\lambda_S \cos\left(\frac{n\pi}{d}\right) z \, dz \right|^2}{n^4 \pi^4 d^{-4}} \quad \text{pour } n \text{ pair}$$

$$I_n = \frac{\left| \int_0^d \delta\lambda_{AS} \cos\left(\frac{n\pi}{d}\right) z \, dz \right|^2}{n^4 \pi^4 d^{-4}} \quad \text{pour } n \text{ impair.}$$

La mesure du rapport des intensités des modes pairs et des modes impairs constitue donc une mesure de la symétrie de l'inhomogénéité à travers le film. D'autre part la rapidité de décroissance de l'intensité des modes en fonction de leur numéro peut donner des renseignements sur la forme de l'inhomogénéité.

References

- [1] P.E. Tannenwald et M.H. Seavey, Coll. Int. Mag. Grenoble, (1958), p.259.
- [2] C. Kittel, Physica Rev. (1958), 110, p.1295.
- [3] R. F. Soohoo, Phys. Rev. (1963), 131, p.594.
- [4] C.F. Kooi, E.P. Wigen, M.R. Shanabarger, J.V. Kerrigan, J. Appl. Phys. (1964), 35, p.791.
- [5] A.M. Portis, Appl. Phys. Letters (1963), 2, p.69.
- [6] M. Sparks, Phys. Rev. Letters (1969), 22, p.1111.
- [7] R. Montmory, A. Yelon, Göttingen (1965), p.470.
Passent en revue les résultats obtenus et donnent une abondante bibliographie.
- [8] C.F. Kooi, B. Waksman, R. Buder, J. Appl. Phys. (1968), 39, p.1387.
- [9] B. Waksman. Thèse (1968), Grenoble.
- [10] H. Pascard, F. Hoffmann, C. Quintana et C. Sella, Cristal. Growth (1971), à paraître.
- [11] F. Hoffmann, Solid State Commun. (1971), 9, p.295.
- [12] F. Hoffmann, H. Pascard, Intermag, Denver, (1971), à paraître dans I.E.E.E. Trans. Mag.
- [13] F. Hoffmann, Phys. Rev. (1971), à paraître.
- [14] H. Pascard, F. Hoffmann, IV^e ICMTF, Prague, (1970).
 Czech. J. Phys. (1971), B-21, p.478.
- [15] F. Hoffmann, A. Stankoff, H. Pascard, J. Appl. Phys. (1970), 41, p.1022.
 F. Hoffmann, Physica Stat. Solidi (1970), 41, p.807.
- [16] F. Hoffmann, H. Pascard, (à paraître).
- [17] H. Pascard, F. Hoffmann, (à paraître).

- [18] R.F. Soohoo, *Magnetic Thin Films* (1965), Ed. Harper and Row, p.205.
- [19] *Voir par exemple* J. Callaway, *Phys. Letters A* (1968), 27, p.215.
- [20] C. Vittoria, Thèse (1970), Yale Univ.
R.F. Soohoo, *Phys. Rev.* (1960), 120, p.1978.
C. Herring, C. Kittel, *Phys. Rev.* (1951), 81, p. 869.
- [21] J.C. Bruyère, Thèse (1967), Grenoble.
- [22] A. Herpin, *Théorie du Magnétisme* (1968), Ed. Puf.
- [23] W.F. Brown, *Magnetostatic Principles in Ferromagnetism*, (1962),
Ed. North Holland, p. 135.
- [24] A.I. Akhiezer, V.G. Bar'Yakhtar, S.V. Peletminskii, *Spin Waves* (1968),
Ed. North Holland, p. 8.
- [25] L. Néel, *C.R. Acad. Sci.* (1953), 237, p.1468.
L. Néel, *J. Phys. Radium* (1954), 15, p.225.
- [26] L. Valenta, D. Vamanu, H. Havlassova, *J. Phys.* (1971), 32, p.569.
- [27] C.T. Rado, T.R. Weertmann, *J. Phys. Chem. Solids*, (1959), 2, p.315.
- [28] R. Vautier, *L'onde Electrique* (1963), 43, p.512.
- [29] M. Sparks, *Phys. Rev. B*, (1970), 1, p.3831.
- [30] C. Sella, J.C. Martin, J. Escaig, M. Desforges, *VIIe Congrès Int. de Microscopie Electronique* (1970), Grenoble, p.303.
- [31] P. Pincus, *Phys. Rev.* (1960), 118, p.858.
- [32] M.H. Seavey, *MIT Lincoln Lab. Rep.* (1961), p.239.
- [33] M. Sparks, *Solid State Commun.* (1970), 8, p.659.
- [34] *Voir par exemple* A. Messiah, *Mécanique Quantique* (1964), Ed. Dunod, p.194.
- [35] P.E. Wigen, C.F. Kooi, *J. Appl. Phys.* (1966), 35, p.3302.
- [36] P.E. Wigen, *Phys. Rev.* (1964), 133, p.1557.
- [37] T.G. Phillips, H.M. Rosenberg, *Phys. Letters* (1964), 8, p.215.
- [38] R. Weber, P.E. Tannenwald, C.H. Bajorek, *Appl. Phys. Letters* (1970),
19, p.35.
G.C. Bailey, *J. Appl. Phys.* (1970), 41, p.5232.
- [39] K.H. Behrndt, *Physics of Thin Films*, (1966), 3, p.41.
- [40] W. Ruske, *Ann. Phys.* (1958), 2, p.274.
D.O. Smith, M.S. Cohen, J.P. Weiss, *J. Appl. Phys.* (1960), 31, p.1755.
- [41] A. Nohara, S. Ino, S. Ogawa, *Japan. J. Appl. Phys.* (1968), 7, p.1144.
- [42] J.G. Allpress, J.V. Sanders, *Surface Science* (1967), 7, p.1.
- [43] P.D. Mercer, *Vacuum* (1967), 17, p.267.
- [44] C. Boulesteix, *Surface Science* (1968), 12, p.75.
- [45] U. Gradmann, J. Muller, *Phys. Stat. Solidi* (1968), 27, p.313.

- [46] D. W. Pashley, J. W. Menter, G.A. Besset, *Nature* (1957), 179, p.752.
- [47] J.C. Bruyère, P. Escudier, Rapport D.R.M.E. (1968), n°65-34-371-00-480-75-01.
- [48] H. Jaeger, P.D. Mercer, R.G. Sherwood, *Surface Science* (1967), 6, p.309.
- [49] H. Jaeger, P.D. Mercer, R.G. Sherwood, *Surface Science* (1968), 11, p.265.
- [50] K.I. Hirano, M. Cohen, B.L. Averbach, *Acta Metallurgica* (1963), 11, p.463.
- [51] D. Duhl, K.I. Hirano, M. Cohen, *Acta Metallurgica* (1963), 11, p.1.
- [52] J.W. Matthews, *Physics of Thin Films* (1967), 4, p.137.
- [53] L.H. Germer, C.D. Hartmann, *J. Appl. Phys.* (1960), 31, p.2082.
- [54] A.J. Pignocoo, G.E. Pellissier, *Surface Science* (1967), 7, p.261.
- [55] Collins, Heavens, *Proc. Phys. Soc.* (1957), 70 B, p.265.
- [56] R.E. Schlier, H.E. Farnsworth, *Advances in Catalysis* (1957), 9, p.434.
- [57] R.L. Park, H.E. Farnsworth, *J. Appl. Phys.* (1964), 35, p.2220.
- [58] J.W. May, L.H. Germer, *Surface Science* (1968), 11, p.443.
- [59] M. Hansen, K. Anderko, *Constitution of Binary Alloys* (1958),
Ed. Mc. Graw Hill., p.1025.
- [60] M. Ondris, H. Gartner, *Z. Angew. Phys.* (1968), 24, p.642.
- [61] A. Stankoff, *Proc. ICM Films*, (1968), Irkutsk, p.422.
- [62] C.W. Searle, A.H. Morrish, R.J. Prosen, *Physica* (1963), 29, p.1219.
- [63] P.E. Wigen, C.F. Kooi, M.R. Shanabarger, U.K. Cummings, M.E. Baldwin
J. Appl. Phys. (1963), 34, p.1137.
P.E. Wigen, C.F. Kooi, M.R. Shanabarger, T.D. Rossing, *Phys. Rev.*
Letters, (1962), 9, p.206
M. Nisenoff, R.W. Terhune, *J. Appl. Phys.* (1965), 36, p.732.
- [64] P.E. Wigen, S.D. Brown, G.T. Shirkey, *Czech. J. Phys.* (1971), B 21,
p.474.
- [65] E. Schlömann, R.I. Joseph, *J. Appl. Phys.* (1970), 41, p.1336.
- [66] C. Maurain, *J. Physique* (1902), 1, p.90.
C. Maurain, *J. Physique* (1902), 1, p.151.
- [67] O. Massenet, *Thèse* (1966), Grenoble.
R. Buder, *Thèse* (1967), Grenoble.
- [68] E. Goto, N. Hayashi, T. Miyashita, K. Nakagawa, *J. Appl. Phys.* (1965),
36, p.2951.
- [69] L. Néel, *C. R. Acad. Sci.* (1962), 255, p.1545.
L. Néel, *C. R. Acad. Sci.* (1962), 255, p.1676.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :

ORSAY

Paris, le 7 Octobre 19 71

~~Le Président du Centre d'Orsay :~~

LE VICE-PRESIDENT DU CENTRE D'ORSAY:



XXX

~~et permis d'imprimer :~~

~~Le Recteur de l'Université :~~

~~XXXXX~~

